

ANNALEN DER PHYSIK

UNIVERSITY
OF MICHIGAN

APR 1

PHYSICS
LIBRARY

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren
Fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff,
G. und E. Wiedemann, P. Drude,
W. Wien, M. Planck, E. Grüneisen

Der ganzen Reihe 449. Band

Kuratorium:

W. GERLACH, CHR. GERTHSEN, F. HUND, W. KOSSEL,
M. v. LAUE, W. MEISSNER, R. W. POHL, R. ROMPE,
R. SEELIGER, W. WEIZEL

Herausgegeben von

H. KOPFERMANN
Heidelberg

F. MÖGLICH
Berlin



JOHANN AMBROSIOUS BARTH / VERLAG / LEIPZIG

Inhalt

	Seite
F. Eckart, Berlin: Zur Entwicklung von Bildwandlern und Bildverstärkern. (Mit 14 Abbildungen).....	1
P. T. Landsberg, Aberdeen (Schottland), z. Z. Philadelphia, Pa. (U. S. A.): A Proof of Temple's Laws of Transition	14
K. H. Balkenhol, Köln: Über das Verhalten intensiv beleuchteter Schwebe- teilchen in magnetischen und elektrischen Feldern. (Mit 8 Abbildungen)	17
O. Reifenschweiler, Freiburg i. Br.: Zur Erzeugung von Ionenstrahlen aus dem Plasma von Gasentladungen. (Mit 11 Abbildungen).....	33
H. Simon und H. Thiel, Berlin-Buch: Untersuchungen mit einem neuen Iso- dosenmeßgerät mit Cadmiumsulfidzelle. (Mit 13 Abbildungen)	54
H. Schwieger und H. Fiedler, Halle (Saale): Spannungsoptische Bestimmung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Gläsern. (Mit 18 Abbil- dungen)	64
J. Euler, Ellwangen: Berichtigung zur Arbeit „Der Graphitbogen als spektral- photometrisches Strahldichtenormal im Gebiet von 0,25 bis 1,8 μ “	86
K. W. Böer, Berlin: Einige Bemerkungen zur Gisolfschen Theorie der Elek- tronenschwankungserscheinungen von Halbleitern. (Mit 4 Abbildungen) ..	87

Für diese Zeitschrift werden grundsätzlich nur Arbeiten angenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung geht das alleinige Recht der Vervielfältigung, Verbreitung und Übersetzung einschließlich des Rechts der Veranstaltung von Sonderdrucken auf den Verlag über. Von jeder Arbeit liefert der Verlag 75 Sonderabzüge kostenlos.

Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn Prof. Dr. F. Möglich, (1) Berlin-Buch, Lindenberger Weg 74, oder an Herrn Prof. Dr. H. Kopfermann, Heidelberg, Albert-Ueberle-Straße 7, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte *druckfertig* einzuliefern und in den Korrekturen den bisherigen Raum des Textes nicht zu überschreiten. Die *Zeichnungen* sind in sorgfältiger Ausführung auf besonderen Blättern beizulegen.

Bei den *Zitaten* wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, das jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.

Die Zeitschrift erscheint in Bänden mit 8 Heften, die *zwanglos* ausgegeben werden. Die Lieferung erfolgt durch den Sortimentsbuchhandel, in *Ausnahmefällen* unmittelbar vom Verlag. Der Bezugspreis beträgt je Band DM 34.— (U. S. \$ 8.16) zuzügl. Postgebühren. Einzelpreis dieses Heftes DM 10.40 (U. S. \$ 2.50).

Die Lieferung erfolgt bis zur Abbestellung, die nur für das Ende eines Bandes ausgesprochen werden kann.

QC
1

ANNALEN DER PHYSIK

6. FOLGE * BAND 14, HEFT 1-2 * 1954 A613

Zur Entwicklung von Bildwandlern und Bildverstärkern

Von F. Eckart

(Mit 14 Abbildungen)

Inhaltsübersicht

Für verschiedene elektronenoptische Bildverstärker und Bildwandler wird das Auflösungs-Vermögen abgeschätzt und einige technische Ausführungsformen einschließlich der Kaskaden- und Röntgenbild-Verstärker beschrieben.

I. Einführung

Bildwandler und Bildverstärker dienen dazu, das Auge bei der Beobachtung im ultravioletten, sichtbaren bzw. ultraroten Spektralbereich zu ergänzen. Beide haben äußerlich dieselbe Form und unterscheiden sich nur durch die in verschiedenen Spektralbereichen empfindlichen Photokathoden. Sie bestehen aus der Photokathode, einem elektronenoptischen Linsensystem und dem Leuchtschirm (Abb. 1). Die Wirkungsweise ist folgende: Durch das Objektiv, beispielsweise eines astronomischen Fernrohres oder eines Mikroskopes, wird ein optisches Bild auf der halbdurchlässigen Photokathode erzeugt. Aus dieser treten infolge der Belichtung Elektronen aus, deren Anzahl in jedem Punkt der dort herrschenden Beleuchtungsstärke proportional ist. Die Elektronen treten zunächst nach

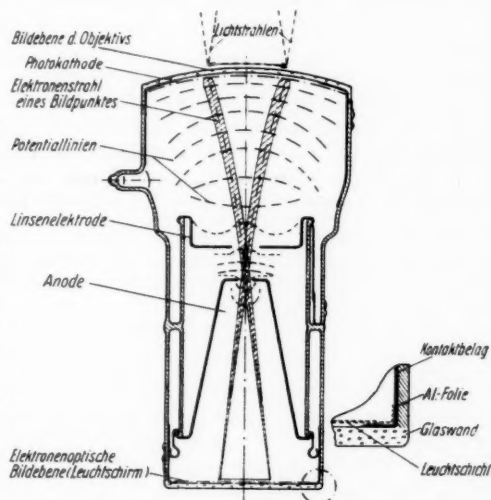


Abb. 1. Elektronenoptische Bildwandler- bzw. Bildverstärker-Röhre

allen Seiten gleichmäßig aus der Kathode aus; durch das Beschleunigungsfeld hinter der Kathode werden sie jedoch schon unmittelbar hinter dieser zu einem schlanken Bündel zusammengezogen. In dem Raum bis zur elektrischen Linse werden die Elektronen stark beschleunigt und sie erhalten nach Durchlaufen der zweiten

Linsenelektrode ihre volle Spannung. Nachdem die Elektronen die zweite Linsenelektrode passiert haben, laufen sie von hier aus in den praktisch feldfreien Anodenraum zum Leuchtschirm und werden auf diesem zu einem reellen Bild vereinigt. Der Leuchtschirm setzt die Energie der Elektronen in Licht um. Da die Energie proportional zur angelegten Beschleunigungsspannung ist, so steigt die Helligkeit des Leuchtschirmbildes mit der Beschleunigungsspannung an und wir haben eine Verstärkung, die in erster Näherung proportional zur Energie der Elektronen ansteigt. Demnach ist für einen Bildpunkt, der auf dem Leuchtschirm mit nur 10^{-6} (lx) aufleuchten soll, ein Photostrom von 10^{-10} (A) erforderlich. Dazu müssen je Bildelement 10^{11} Quanten je sec auf die Photoschicht fallen. Dies würde im sichtbaren Spektralgebiet einer Beleuchtungsstärke von etwa 1 (lx) auf der Schicht entsprechen. Die Ursache für diese ungünstige Gesamtausbeute liegt in dem geringen Wirkungsgrad der Photokathode und des Leuchtschirmes. Selbst wenn es gelingt, diese Faktoren zu verbessern, so bleibt noch immer die thermische Emission, die die sogenannte Untergrund- bzw. Umfeld-Leuchtdichte bedingt. Es ist indessen prinzipiell möglich, diese Störung um etwa 2 bis 3 Größenordnungen herabzusetzen, wenn man die Kathode kühlt. Der heutige Bildwandler hat die prinzipiell mögliche Nachweisgrenze noch nicht erreicht, es sei denn, daß es gelänge, die Beschleunigungsspannung bei gleichzeitiger Kathodenkühlung um etwa eine Zehnerpotenz zu erhöhen.

Die Erkennbarkeitsschwelle eines Bildwandlers bzw. Bildverstärkers definiert als diejenige Strahlungsleistung, die notwendig ist, um einen Gegenstand bzw. ein gegebenes Testbild gerade noch zu erkennen, ist von der Empfindlichkeit und dem Auflösungsvermögen abhängig. Das Erkennen eines Bildes auf dem Leuchtschirm beruht stets auf der Wahrnehmung eines Kontrastes¹⁾. Das Bild des Gegenstandes ist um den Betrag ΔB heller als die Leuchtdichte B_0 des Untergrundes. Man kann als Erkennbarkeitsschwelle jene kleinste Strahlungsleistung N definieren, die über der Untergrundhelligkeit B_0 einen Leuchtdichteunterschied ΔB hervorruft, der gerade ausreicht, den Gegenstand bzw. das Testobjekt zu erkennen. Diese Erkennbarkeitsschwelle hängt im einzelnen ab von

- der Ausbeute und spektralen Empfindlichkeit der Photokathode;
- der Beschleunigungsspannung der Elektronen (Gesamtspannung);
- der Lichtausbeute und dem Auflösungsvermögen des Leuchtschirmes;
- der Untergrundleuchtdichte;
- dem Auflösungsvermögen des elektronenoptischen Abbildungs-Systems;
- der Größe und Form des Testobjektes bei der Prüfung;
- den optischen Hilfsmitteln bei der Beobachtung des Leuchtschirmbildes.

Der Zusammenhang dieser Größen und ihr Einfluß auf die Erkennbarkeitsschwelle ist nicht immer leicht übersehbar. So hängt beispielsweise das Auflösungsvermögen eines Bildverstärkers ab von

- der Güte der elektronenoptischen Abbildung (Bildfehler);
- der Korngröße und Farbe der Leuchtschicht;
- der eingestrahlten Energie, vor allem mit Rücksicht auf die Kontrastminderung durch Überstrahlung;

¹⁾ Frühere umfangreiche Untersuchungen des Verfassers im AEG-Forschungs-Institut haben gezeigt, daß auch für die Bildbeobachtung bei BW-Leuchtschirmen das „physiologische Grundgesetz“ [M. Berek, Z. Instrumentenkde. **63**, 297 (1947)] erfüllt ist.

der Nachleuchtdauer der Leuchtschirmsubstanz, durch die bei bewegten Objekten der Kontrast unter Umständen wesentlich herabgesetzt wird.

Neben grundsätzlich gegebenen Eigenschaften hängen die meisten Faktoren wesentlich von der Technologie der Röhrenherstellung ab, wie beispielsweise die Zentrierfehler des elektronenoptischen Abbildungs-Systems.

Im folgenden werden für verschiedene Bildverstärker das Auflösungsvermögen abgeschätzt, einige technische Ausführungsformen und ihre Eigenschaften beschrieben.

II. Auflösungsvermögen von Bildverstärkern

a) Bildverstärker mit homogenem elektrischen und magnetischem Feld

Einen Bildverstärker mit besonders geringen Abbildungsfehlern erhält man, wenn zur Abbildung gleichzeitig ein homogenes elektrisches und ein homogenes magnetisches Feld benutzt werden (Abb. 2). Von den normalerweise zu erwartenden sechs Abbildungsfehlern treten in diesem Fall nur zwei auf: Die chromatische und die sphärische Aberration. Die Verzerrung Δz des Bildpunktes findet man aus den allgemeinen Bewegungsgleichungen zu²⁾:

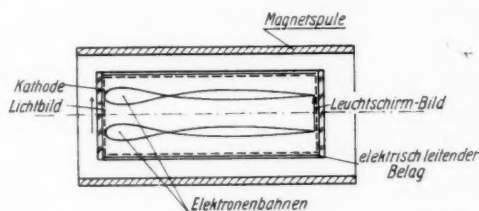


Abb. 2. Bildverstärker mit homogenem elektrischen und homogenem magnetischen Feld

$$\Delta z = \frac{2\pi m}{e B} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{U_0} \cdot \cos \alpha;$$

wenn α der Austrittswinkel der Elektronen aus der Kathode,

B die magnetische Induktion,

U_0 die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen ist.

Eine Verzerrung des Bildpunktes tritt demnach sowohl infolge der verschiedenen Austrittsgeschwindigkeit U_0 der Elektronen (chromatische Aberration), als auch infolge der verschiedenen Austrittswinkel (sphärische Aberration) auf.

Für das Auflösungsvermögen, das dem Unschärfekreis mit dem Radius $\Delta\sigma$ in der Gaußschen Bildebene entspricht, erhält man:

$$\Delta\sigma = \frac{U_0}{E} \cdot \sin 2\alpha;$$

Die größte Abweichung ist demnach für die unter $\alpha = 45^\circ$ austretenden Elektronen zu erwarten. In diesem Fall ist:

$$\Delta\sigma_{\max} = \frac{U_0}{E};$$

d. h. das Auflösungsvermögen $A = 1/\Delta\sigma_{\max} = E/U_0$ und nimmt linear mit der Spannung bzw. Feldstärke zu.

²⁾ F. Eckart, Bildverstärker u. Bildwandler (in Vorbereitung).

Bei einer Feldstärke an der Kathode von etwa 100 [V/cm] und einer mittleren Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen von $U_0 \sim 1 \text{ [eV]}$ beträgt das Auflösungsvermögen etwa 10^{-2} [cm] .

b) Bildverstärker mit gekrümmter Photokathode und elektrostatischem Abbildungssystem

Den Potentialverlauf auf der Achse des elektrostatischen Abbildungs-Systems nach Abb. 1 zeigt Abb. 3. Aus dem im elektrolytischen Trog ausgemessenen Potentialbild (Abb. 4) können einige grundsätzliche Überlegungen abgeleitet werden. Die

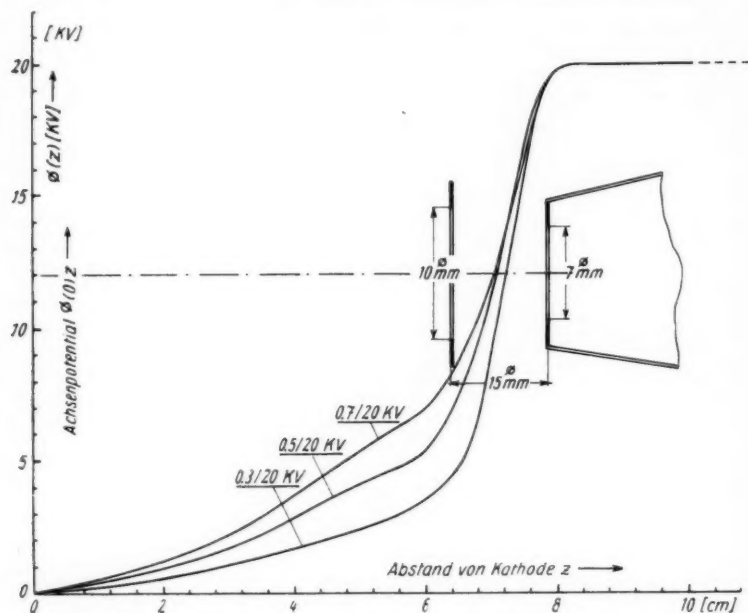


Abb. 3. Verlauf des Achsenpotentials für einen Bildverstärker nach Abb. 1

erste Zylinderelektrode liegt auf dem Potential U_L , die Gesamtspannung beträgt U . In unmittelbarer Nähe vor der Kathode herrscht nach dem Potentialbild der Abb. 4 ein nahezu kugelsymmetrisches Potentialfeld, das mit zunehmendem Abstand von der Kathode immer mehr Zylindersymmetrie annimmt. Bei kugelsymmetrischen Potentialfeldern treten zunächst keine astigmatischen Fehler auf. Im übrigen sind für alle Bildfehler die Bereiche der größten Brechkraft, also die elektronenoptisch-geometrischen Verhältnisse in der Nähe der Kathode entscheidend.

Für den Kugelkondensator sind die Elektronenbahnen exakt berechnet³⁾. Folgt man daher einem Vorschlag von H. Marschall⁴⁾, dann kann man das ge-

³⁾ H. Ruska, Z. Physik **83**, 684 (1933).

⁴⁾ H. Marschall, Telefunken-Ber. 1943.

saute Potentialgebiet in zwei Teilgebiete aufteilen. Durch die erste kugelsymmetrische Potentialschicht wird die Gegenstandsfläche wiederum auf eine Kugel abgebildet. Diese Kugelschale kann man wiederum in einer für die vorgesehene Abschätzung erlaubten Näherung als Gegenstandsebene betrachten und nunmehr die entsprechenden Bildpunkte mit Hilfe der Bahngleichung aufsuchen. Wird dies durchgeführt, so erhält man den Durchmesser des Unschärfekreises zu:

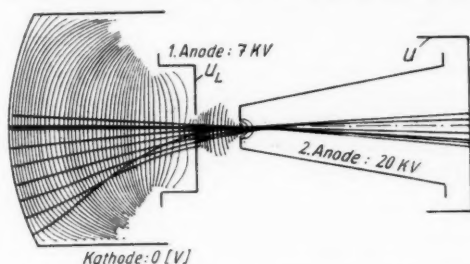


Abb. 4. Potentialbild eines elektrostatischen Bildverstärkers (aufgenommen im elektrolytischen Trog)

$$\Delta\sigma = V \cdot R_a \left(\frac{R_a}{R_i} - 1 \right) \frac{U_0}{U} \cdot \sin 2\alpha,$$

wobei die Lateral-Verzerrung V :

$$V = \frac{1}{2 - \left(\frac{R_a}{R_i} \right)};$$

und R_a = Radius der äußeren Kugelschale,

R_i = Radius der inneren Kugelschale,

α = Austrittswinkel der Elektronen aus der Kathode.

Da die radiale Feldstärke E eines Kugelkondensators gegeben ist durch

$$E = \frac{R_a}{\left(1 - \frac{R_a}{R_i} \right)} \cdot \frac{1}{R_a} \cdot U;$$

so wird

$$\Delta\sigma = V \cdot \frac{U_0}{E} \cdot \sin 2\alpha.$$

Die Unschärfe ist auch hier für die unter 45° austretenden Elektronen am größten. Es ist:

$$\Delta\sigma_{\max} = V \cdot \frac{U_0}{E}.$$

Bei den entwickelten Bildverstärkern ist die Kathodenfeldstärke E etwa 10^8 [V/cm]. Bei einer mittleren Austrittsarbeit der Photoelektronen von $U_0 \sim 0,5$ [eV] und einer Vergrößerung von etwa 1 beträgt das Auflösungsvermögen somit

$$\Delta\sigma_{\max} \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ [cm]}.$$

liegt also weit unter den tatsächlich gemessenen Werten (vgl. Abb. 8). Dies beweist, daß die Auflösung der BV allein durch die Körnigkeit der verwendeten Leuchtschirme begrenzt wird. Bei den praktisch ausgeführten Bildverstärkern werden aus technischen Gründen stets ebene Bildflächen gewählt. Dadurch ist eine zusätzliche

Verzeichnung $\frac{\Delta B}{B}$ bedingt, für die gilt

$$\frac{\Delta B}{B} \sim \frac{1}{2} \sin^2 \gamma.$$

Die Änderung des Abbildungsmaßstabes beträgt im obigen Beispiel etwa 3%.

III. Technische Ausführungsformen und Eigenschaften von Bildverstärkern

1. Normalbildverstärker

Eine moderne Ausführungsform eines Bildverstärkers zeigt Abb. 5. Die erste Linsenelektrode wird auf einen geeignet gestalteten Glaszylinder aufgebördelt, ebenso die kegelförmige Anode. Sie unterscheidet sich demnach von der früheren Ausführung⁵⁾ dadurch, daß der Glaszylinder (Innenzylinder) mit dem Außenzylinder verschmolzen wird. Die erste Elektrode wird in den Anodenraum eingeführt. Mindestens die doppelte Länge ist so an Kriechweg gewonnen. Die Anoden-

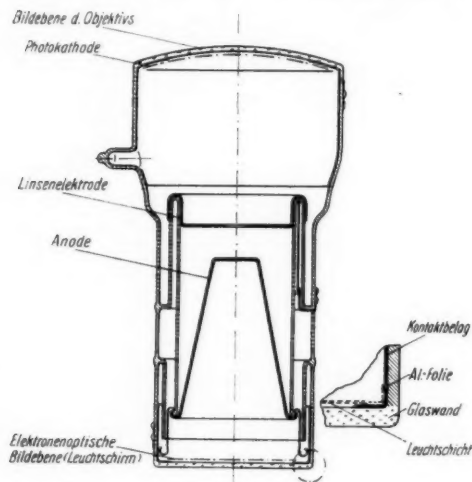


Abb. 5. Elektronenoptischer Bildverstärker für höhere Spannungen

Die Empfindlichkeiten der Photokathoden von Bildverstärkern und Bildwandlern in normaler Fertigung liegen etwa zwischen 20 und 40 $\mu\text{A}/\text{lm}$. Das Herstellungsverfahren garantiert über den gesamten Durchmesser der Kathoden eine ziemlich gleichmäßige Empfindlichkeit, die vom Mittelwert höchstens um 10% abweicht. Das Auflösungsvermögen, definiert als der kleinste eben noch auflösbare doppelte Abstand eines Strichrasters, liegt für normale Bildverstärker zwischen 50 und 70 μ , bezogen auf die Kathode und gemessen in der Bildmitte. Das entspricht bei einer mittleren Vergrößerung von 0,6 einer Auflösung des Leuchtschirmes von etwa 30 μ . Eine Abschätzung des Auflösungsvermögens nach der obigen Abschätzung läßt elektronenoptisch ein Auflösungsvermögen von etwa 5 μ erwarten, d. h. die Auflösung der Bildverstärker wird noch ausschließlich durch die Körnigkeit des Leuchtschirmes begrenzt. Höher auflösende Leuchtschirme, wie beispielsweise aufgedampfte ZnO-Schirme könnten die Gesamtauflösung noch steigern. Abb. 7 zeigt in Gegenüberstellung die mit aufgedampften ZnO-Leuchtschirmen erzielbare höhere Auflösung im Gegen-

sehen Linsenelektrode und Anode und damit die Spannungsfestigkeit entsprechend erhöht. Mit diesem zwar technologisch schwierigeren Aufbau kann das Rohr so spannungsfest hergestellt werden, daß man mit Betriebsspannungen bis etwa 40 kV arbeiten kann.

Die Bildverstärker werden entweder mit einer Cäsium-Antimon-Kathode oder einer Cäsium-Oxyd-Silber-Kathode hergestellt. Die relative Leuchtdichte-Verteilung auf dem Leuchtschirm eines Bildwandlers mit Cäsium-Oxyd-Silber-Kathode in Abhängigkeit von der spektralen Verteilung des eingestrahnten Lichtes zeigt Abb. 6.

⁵⁾ W. Schaffernicht, *Fiat Berichte* **15**, 79–104 (1948).

satz zu sedimentierten Leuchtschirmen. Das Auflösungsvermögen der aufgedampften Leuchtschirme beträgt etwa 15μ . Die Auflösung nimmt gegen den Rand zu ab (Abb. 8), da die Fläche größter Schärfe eine Kugelschale ist. Einen größeren Bereich konstanter Auflösung erhält man, wenn man die Bildfläche ebenfalls als Kugel ausbildet (Kurve 3 der Abb. 8)⁶⁾. Die kissenförmige Verzeichnung beträgt bei neueren Röhren ungefähr 3% und bestätigt die obigen Überlegungen.

Die Leuchtschirm-Leuchtdichte B wird in Abhängigkeit von der Stromdichte j und der Gesamtspannung U darstellbar durch die folgende Beziehung:

$$B = A j (U - U_0)^\alpha,$$

wobei

A = Konstante

U_0 = Schwellenspannung,

bei der das Leuchten des Phosphors einsetzt. Die Schwellenspannung ist offensichtlich auch vom Bindemittel abhängig⁷⁾. Der Exponent α ist, wie bei den Aluminium belegten Leuchtschirmen zu erwarten, von der Spannung U abhängig (Abb. 9). Im „Arbeitsbereich“ des Bildverstärkers zwischen 10 und 20 kV ist $\alpha \sim 2$, und die Leuchtschirm-Leuchtdichte der Kathoden-Beleuchtungs-Stärke streng proportional (Abb. 10).

Der Verstärkungsfaktor eines Bildverstärkers beträgt nach Abb. 9 bei einer Nennspannung von 18 kV etwa 10.

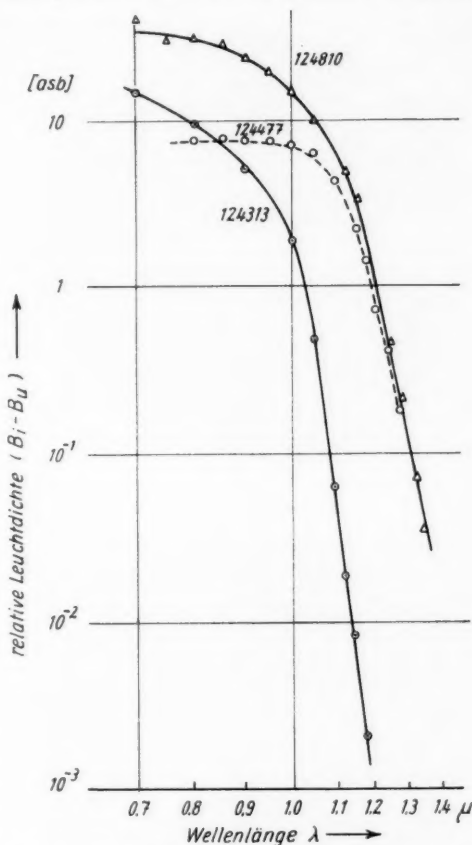


Abb. 6. Leuchtschirm Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Wellenlänge des auf die Kathode aufgestrahlten Lichtes

⁶⁾ Bezeichnet man die durch den Schnittpunkt der 90° -Strahlen mit der Achse festgelegte Kugelfläche als Bildschale, dann ist der Radius der Bildschale

$$R_B = R_i \frac{q}{2 - q} = R_a \frac{1}{2 - q},$$

wenn $q = R_a/R_i$.

⁷⁾ F. Eckart, Ann. Physik 11, 169–174 (1952).

2. Bildverstärker mit Nachbeschleunigung

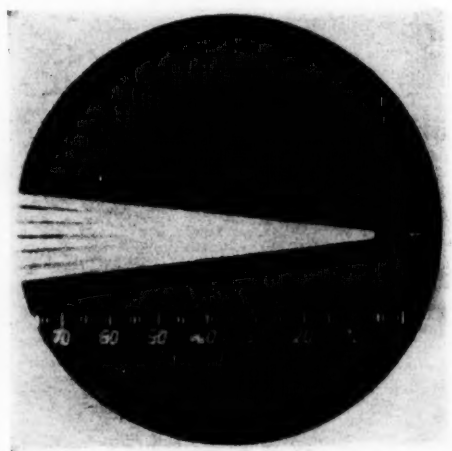
Die Leuchtschirm-Leuchtdichte eines BV ist im normalen Arbeitsbereich exponentiell von der Gesamtspannung abhängig (vgl. Abb. 9). Es ist daher auch

hier (wie bereits für Braunsche Röhren bekannt) naheliegend, mit Nachbeschleunigung zu arbeiten.

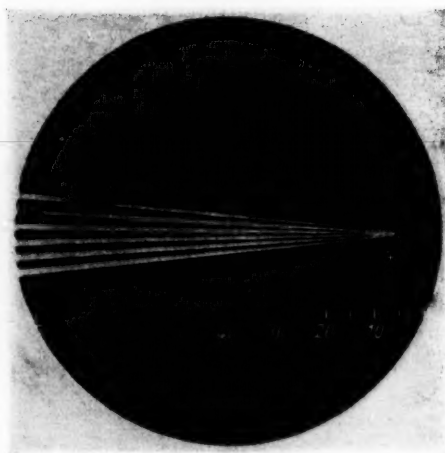
Die Abb. 11 zeigt die Abhängigkeit der Leuchtschirm-Leuchtdichte von der Gesamtspannung für ein für diesen speziellen Zweck entwickeltes Bildwandler-Rohr.

Die Leuchtschirm-Auflösung ist unabhängig von der Gesamtspannung. Die elektronenoptische Vergrößerung ändert sich von 0,67 bei 19 kV auf 0,47 bei 35 kV und das optimale Spannungsverhältnis entsprechend von 0,375 auf 0,325. Allerdings steigt mit zunehmender Gesamtspannung auch die Untergrundleuchtdichte an. Obwohl beide im gleichen Sinne ansteigen, so wird doch unter Berücksichtigung des physiologischen Grundgesetzes^{a)} die Erkennbarkeitsschwelle erniedrigt. Im übrigen ist es möglich, durch zusätzliche Kathodenkühlung die Untergrundleuchtdichte herabzusetzen.

Ein Vorschlag^{b)}, bei dem die Kathodenscheibe des Rohres von außen gekühlt wird, erscheint uns für technische Zwecke wenig brauchbar. Wir haben mit Erfolg eine vor der Kathode vorgesehene Kammer aus Glas, die unmittelbar angeschmolzen wurde, mit durchströmender Kühlflüssigkeit gekühlt. Die Kammer selbst war zum besseren Wärmeausgleich mit Wasserstoff gefüllt.



a)



b)

Abb. 7. BV-Leuchtschirmbild eines Keilrasters
a) sedimentierter ZnS-Ag-Schirm; b) aufgedampfter ZnO-Schirm

^{a)} M. Berek, Z. Instrumentenkde. **63**, 297 (1943).

^{b)} W. Veith, AEG-Ber. 1944.

3. Kaskadenbildverstärker

Für eine weitere Bildverstärkung gibt es folgende Möglichkeiten (Abb. 12):

Bildverstärker mit Zwischenabbildung (1)

Zusammengekittete Bildverstärker (2)

Zweistufige Bildverstärker (3).

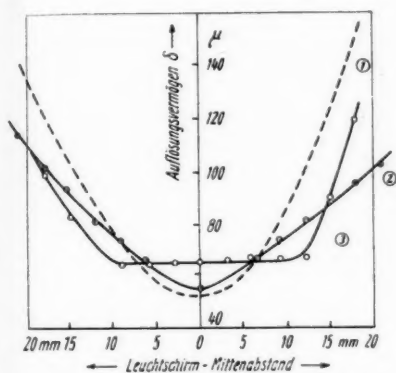


Abb. 8. Auflösungsvermögen verschiedener BV-Röhren

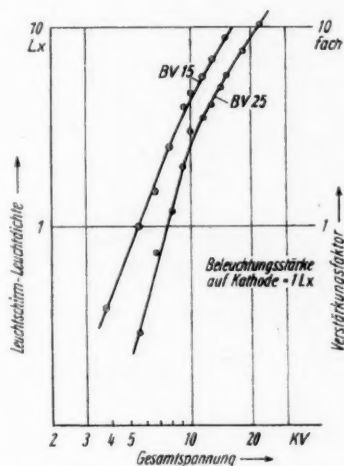


Abb. 9. Leuchtschirm-Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Gesamtspannung (norm. BV)

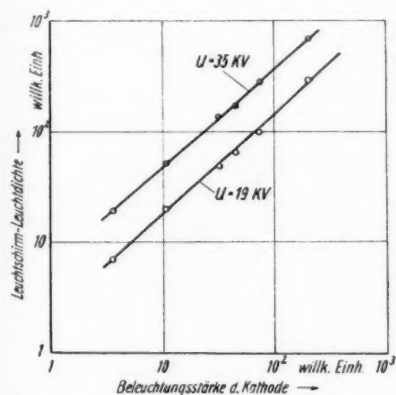


Abb. 10. Leuchtschirm-Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Kathoden-Beleuchtungsstärke (norm. BV)

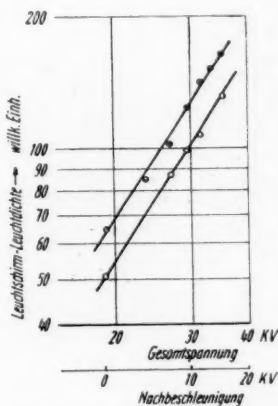


Abb. 11. Leuchtschirm-Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Spannung für einen Nachbeschleunigungs-BV

Lediglich die in Abb. 12 unter (1) und (3) dargestellten Möglichkeiten sind technisch interessant. Bei dem Vorschlag unter (1) werden zwei normale BV-

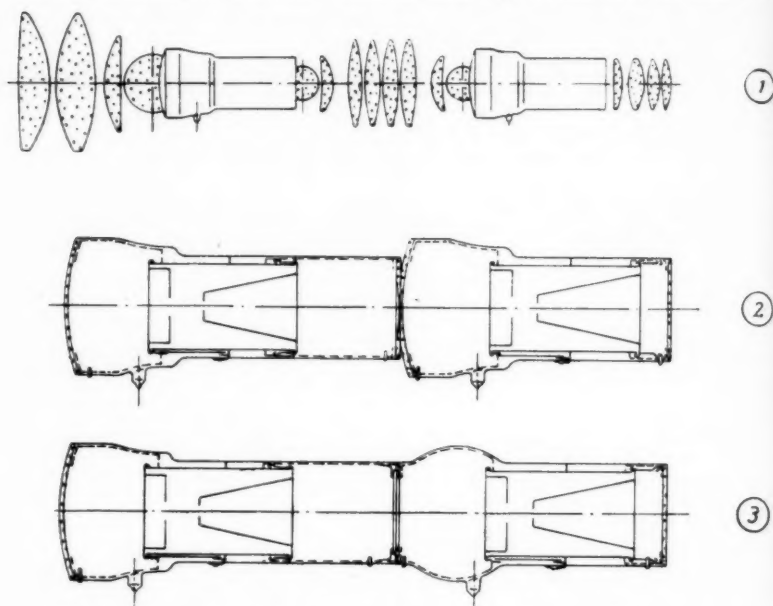


Abb. 12. Verschiedene Ausführungs-Möglichkeiten von Kaskaden-Verstärkern

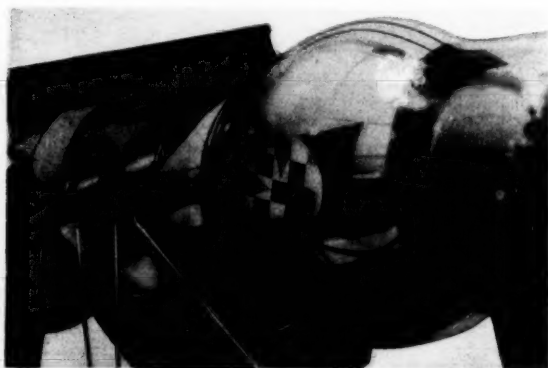


Abb. 13. Zwischenbild eines zweistufigen Bildverstärkers

Röhren oder BV-Röhren mit Nachbeschleunigung verwendet, wobei das Leuchtschirmbild des ersten Rohres mit einem Spezialobjektiv auf die Photokathode des

zweiten Rohres abgebildet wird. Nach Vorschlag (2) wird der Leuchtschirm des ersten Rohres innen bis auf 0,1 mm Dicke ausgeschliffen und die Kathodenscheibe des zweiten Rohres ebenfalls bis etwa 0,1 mm Dicke plangeschliffen und zusammengekittet. Nach Vorschlag (3) werden beide elektronenoptische Systeme in einem Rohr vereinigt, wobei Leuchtschirm und Kathode der Zwischenabbildung auf einer möglichst dünnen Glas- oder Glimmer-Folie aufgebracht werden. Bei den ausgeführten Mustern dient als Träger der Leuchtschirm- und CsSb-Schicht eine etwa 30μ dicke Glimmerfolie. Eine Spezialbefestigung der Glimmerscheibe verhindert, daß sich die Glimmerfolie nach dem Ausheizen verzieht. Mit diesen Röhren wird bei einer Gesamtspannung von etwa 30 kV eine etwa 100 bis 150fache Lichtverstärkung bei einem Auflösungsvermögen von etwa 100–150 μ erreicht. Die elektronenoptische Verkleinerung beträgt 0,47 bis 0,48. Die Endbildverzeichnung ist ebenfalls schwach kissenförmig.

Abb. 13 zeigt eine photographische Aufnahme des durch ein Fenster im Kolben sichtbaren Bildes auf dem Zwischenbild-Leuchtschirm.

Bei dem von Schaffernicht und Schmalenberger¹⁰⁾ vorgeschlagenen Doppelrohr sollten die beiden elektronenoptischen Systeme durch eine dünne Glasfolie von 0,1 mm Dicke vakuumdicht getrennt werden. Als Grund für diese Lösung wird angegeben, daß sich die Cs₃Sb- und die Cs₂O-Schichten nachteilig beeinflussen.

4. Röntgenbildverstärker

Die Entwicklung von Bildverstärker-Einrichtungen zur visuellen Beobachtung von Röntgen-Durchleuchtungsschirmen erstrebt eine Leuchtdichteerhöhung des Röntgenbildes.

Bei der heute üblichen visuellen Röntgendiagnostik beträgt die Helligkeit der hellsten Stellen des Leuchtschirmbildes nur etwa 0,1 lx (gemessen unmittelbar vor dem Leuchtschirm) und die mittlere Bildhelligkeit nur etwa 0,03 lx (die Beleuchtungsstärken bei Mondlicht liegen vergleichsweise zwischen 0,2 und 0,5 lx). Um die Leuchtdichte der Röntgenbilder zu verstärken ist eine Reihe von Verfahren bekannt¹¹⁾, doch ist bis heute, wenigstens auf dem Deutschen Markt, kein brauchbares Gerät hergestellt worden. In der Patentschrift DRP 688385 ist ein sogenannter Röntgen-Fluoreszenz-Bildwandler angegeben, bei dem das nach der Körperdurchstrahlung auf einem Leuchtschirm sichtbare Röntgenschattenbild mit Hilfe einer Optik auf die Photokathode eines Bildwandlers abgebildet und eventuell verstärkt wird. Die Nachteile dieses Prinzips liegen vor allem darin, daß die optische Zwischenabbildung erhebliche Energieverluste mit sich bringt. Aus diesem Grunde ist bereits in der genannten Patentschrift erwähnt, die Röntgenstrahlen eine dünne Schwermetallfolie durchsetzen zu lassen. Dadurch werden Photoelektronen frei, durch ein angelegtes elektrisches Feld beschleunigt und auf einem Fluoreszenzschirm sichtbar gemacht. Vermutlich ist aber die Geschwindigkeitsverteilung der sekundär ausgelösten Photoelektronen so breit, so daß das Auflösungsvermögen verschlechtert wird, sofern überhaupt die Ausbeute solcher „Röntgen-Photoplatten“ ausreichend ist.

Von amerikanischer Seite ist neuerdings ein Röntgenbildwandler veröffentlicht worden¹²⁾, bei dem der primär von den Röntgenstrahlen erregte Fluoreszenz-

¹⁰⁾ W. Schaffernicht, Naturf. u. Med. in Dtschld. Bd. 15, 1, 79–104 (1948).

¹¹⁾ F. Eckart, Phys. u. Techn. d. Bildverstärker u. Bildwandler (in Vorbereitung).

¹²⁾ Electrical Engineering 67, Nr. 10, Okt. 1948.

schirm unmittelbar in die BV-Röhre eingebaut ist. Dabei wird die Fluoreszenzschicht offenbar auf eine dünne Glasfolie aufgebracht.

Auf der anderen Seite dieser Glasfolie wird die photoempfindliche Kathode in der üblichen Weise hergestellt. Energetisch ist diese Lösung zweifellos günstig. Ob die Auflösung durch die Dicke der Glasfolie begrenzt wird, kann ohne nähere Einzelheiten nicht beurteilt werden.

Um auch diesen Nachteil zu vermeiden, wurde bei dem von uns entwickelten Rohr die photoempfindliche Schicht unmittelbar auf den primär von den Röntgenstrahlen erregten Leuchtschirm aufgebracht und zwar auf einer möglichst dünnen und homogenen Isolierfolie. Der Leuchtschirm seinerseits ist unmittelbar auf der Innenseite der Kathoden-Kalotte aufsedimentiert. Auf diese Weise ist es uns gelungen, elektronenoptische Bildverstärker zu bauen, deren Auflösungsvermögen allein durch die Körnigkeit und Dicke der verwendeten Leuchtschichten begrenzt ist. Es steht selbstverständlich außer Zweifel, daß die Photoelektronen-Ausbeute mit abnehmender Dicke der Zwischenschicht zunimmt. Die Dicke der Folien dürfte in der Größenordnung von einigen Zehntel μ liegen. Für den praktischen Einsatz ist allerdings zu beachten, daß bei den ersten Versuchsmustern die ausnutzbare Bildfläche nur etwa 25 cm^2 beträgt, eine Fläche, die für die praktische Anwendung nur dann ausreichend ist, wenn man die Röntgen-Verstärkeranlage beliebig an die zu untersuchenden Objekte heranzuführen kann. Eine Vergrößerung der wirksamen Fläche auf das 2–3fache ist durchaus möglich, doch stoßen alle darüber hinausgehenden Forderungen auf erhebliche technologische Schwierigkeiten.

Diese Schwierigkeiten werden wohl nur dadurch umgangen werden können, daß das normale Röntgen-Leuchtschirmbild durch geeignete lichtstarke Objektive auf die Photokathode eines normalen grünempfindlichen Bildverstärkers abgebildet und verstärkt wird.

5. Weitere Anwendungsmöglichkeiten

Der Bildwandler wird überall dort mit Erfolg die bekannten Beobachtungsmittel ergänzen, wo Reflexion und Durchlässigkeit im UR und UV des Spektrums wesentliche Unterschiede zeigen. So könnte beispielsweise der UR-Bildwandler auch für die Augendiagnostik und eventuell sogar für die Augen-Therapie eine gewisse Bedeutung erlangen. Man denke beispielsweise an die normale Augenuntersuchung, bei der mit Hilfe von Augenspiegeln mit ziemlich hohen Licht-Intensitäten gearbeitet wird, die einerseits das Auge in einen Zustand versetzen, der sicher nicht als „normal“ anzusprechen ist, so daß dem Arzt ein Bild des Augeninnern dargeboten wird, das dem Auge normaler Beanspruchung möglicherweise gar nicht entspricht. Andererseits sind keinerlei Injektionen mehr notwendig, um während der Untersuchung die Pupillmuskulatur außer Funktion zu setzen, da der Pupillendurchmesser sich auf die „empfundene“ Lichtintensität einstellt. Leider fehlt es bisher an geeigneten Kleinst-Bildwandlern, die mit Hochspannungsgerät und UR-Lichtquelle zu einem „UR-Ophthalmoskop“ vereinigt werden könnten.

Eine weitere Anwendung kann der Bildwandler im Prüfprozeß von photographischem Material erlangen. Die derzeitige Prüfung von photographischen Filmen ist für den Prüfenden außerordentlich anstrengend, da er ständig im Dunkeln bei sehr schwacher roter Beleuchtung arbeiten muß. Der Bildwandler

könnte hier eine Verschärfung der Prüfbedingungen bringen. Im übrigen kann die Prüfung in aufgehellten Räumen erfolgen.

Inwieweit es möglich ist, Bildwandler-Anlagen beispielsweise in der Eisenhütten-Industrie und im Walzwerkbetrieb mit Erfolg einzusetzen, um bei den stets vorhandenen Dampf- und Rauchschwaden eine bessere Sicht zu gewähren, bedarf noch der Prüfung. Ebenso wenig sind bisher Ergebnisse in der UR-Photographie mit Bildwandlern für den Küstendienst systematisch erhalten worden. Systematische Untersuchungen der Durchlässigkeit der Atmosphäre im UR-Spektralbereich könnten hier Aufklärung bringen.

In der Astronomie sind gleichfalls erste Versuche gemacht, um auch dort sowohl den Bildverstärker für die Spektro-Helioskopie als auch für die UR-Beobachtung einzusetzen. Abb. 14 gibt eine Aufnahme der Praecepta durch eine Bildverstärker-Röhre wieder¹³⁾. Aus Empfindlichkeitsmessungen an Bildverstärkern folgt, daß die Bildverstärker-Röhre eine 50fache größere Nachweis-Empfindlichkeit besitzt als die photographische Platte. Die Anwendung des Bildverstärkers für die Röntgen-Diagnostik ist bereits beschrieben. Für den Einsatz des Bildwandlers für die UV- und UR-Mikroskopie bestehen grundsätzlich keine Schwierigkeiten und könnten sehr wesentlich dazu beitragen, unsere Erkenntnisse auch in den angrenzenden Spektralbereichen der Augenempfindlichkeit bildmäßig zu erweitern.

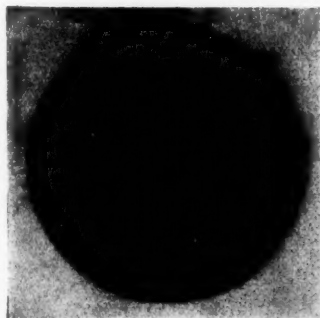


Abb. 14. Aufnahme der Praecepta mit Fernrohr und Bildverstärker (nach Hachenberg)

¹³⁾ O. Hachenberg, Die Himmelswelt 56, 108–113 (1949).

Berlin, Institut für Festkörperforschung der Deutschen Akademie der Wissenschaften.

(Bei der Redaktion eingegangen am 20. Juli 1953.)

A Proof of Temple's Laws of Transition

By Peter T. Landsberg

Temple's development of quantum theory¹⁾ may be based on the following conventions:

(i) A system for which the observable quantity a satisfies $a_j \leq a < a_{j+1}$ is said to be in state α_j ($j = 1, 2, \dots$). States β_k correspond to an observable quantity b in a similar manner.

(ii) The state of a Gibbs ensemble of systems each exhibiting the observable quantity a is represented by $\Phi = \sum_j u_j \alpha_j$, where the real or complex numbers u determine uniquely the numbers $n(u_j)$ of systems of the ensemble which are in the state α_j . The function $n(u)$ satisfies $n(1) = 1$, $n(0) = 0$ (but need not otherwise be specified until later in the development of the theory).

(iii) The separation of those systems of an ensemble (in state Φ) which are in state α_j is an operation which is denoted by A_j , and the subsidiary ensemble thus separated is said to be in the state $A_j \Phi = u_j \alpha_j$ ($j = 1, 2, \dots$). The operation B_k separates the systems which are in the state β_k in a similar manner ($k = 1, 2, \dots$). If A_j separates no systems from Φ , one writes $A_j \Phi = 0$.

Conventions of this kind were used by Temple¹⁾ to justify the representation of the symbols A_j, B_k, \dots by projective operators, and of observables by Hermitian operators, provided only it was assumed that for any A_j, B_k there exists a number $c(A_j, B_k)$ such that

$$A_j B_k A_j = c(A_j, B_k) A_j, \quad c(A_j, B_k) = c(B_k, A_j). \quad (1a, b)$$

The laws (1) were interpreted by Temple as laws of transition.

As pointed out on a previous occasion²⁾, this procedure involves the axiom:

(iv) The symbols A_j, B_k, \dots form a linear associative algebra defined over the field of complex numbers. Similarly, the sets $\{\alpha_j\}, \{\beta_k\}$, etc. are dements of a linear space. It was also shown that (1b) is a consequence of (1a). We now prove the stronger proposition that equations (1) are a consequence of the assumptions (i) to (iv).

For any Φ numbers $c(A_j, B_k, \Phi), d(A_j, B_k, \Phi)$ exist such that

$$A_j B_k \Phi = c(A_j, B_k, \Phi) A_j \Phi, \quad B_k A_j \Phi = d(A_j, B_k, \Phi) B_k \Phi, \quad (2a, b)$$

since both sides of (2a) specify states of ensembles whose systems are all in the state α_j , and are therefore both of the form $u_j \alpha_j$. The two states are therefore

¹⁾ G. Temple, Proc. Roy. Soc. London (A) **138**, 479 (1932) and The General Principles of Quantum Theory (London: Methuen, 1934).

²⁾ P. T. Landsberg, Philos. Mag. **38**, 824 (1947).

identical, except, possibly, for a multiplicative constant, due to a difference in the number of systems in each ensemble. A similar argument leads to (2b). Multiplying on the left by B_k and A_j respectively,

$$B_k A_j B_k \Phi = c B_k A_j \Phi = cd B_k \Phi, \quad (3)$$

$$A_j B_k A_j \Phi = d A_j B_k \Phi = cd A_j \Phi. \quad (4)$$

If Φ is taken as α_s , let cd have the value f_s . Hence

$$A_j B_k A_j \Phi = A_j B_k A_j \left(\sum_r u_r \alpha_r \right) = u_j A_j B_k A_j \alpha_j = u_j f_j A_j \alpha_j = f_j A_j \Phi. \quad (5)$$

We have here used the fact that, by (iii), $A_j \alpha_r = 0$ unless $j = r$. Comparison of (4) and (5) now shows that the product cd can always be replaced by a number which is independent of Φ , so that (3) and (4) lead to equations (1).

Two features of the second convention must be emphasised. In the first place, it bases the theory explicitly on the notion of ensembles (the need for ensembles in the interpretation of quantum mechanics was pointed out long ago by von Neumann³) as a result of different considerations). Secondly, the conditions $n(0) = 0$, $n(1) = 1$ ensure that the notions "state of ensemble" and "state of system" are consistent in the limiting case in which an ensemble consists of only one system.

It is desirable to describe the states of ensembles without reference to the number of systems in an ensemble (provided this number is large enough). We therefore define: $\Phi' = \sum_j u'_j \alpha_j$ is a normalised description of the state $\Phi = \sum_j u_j \alpha_j$ of an ensemble if, and only if,

$$\frac{n(u'_j)}{n(u'_k)} = \frac{n(u_j)}{n(u_k)} \quad \text{and} \quad \sum_j n(u'_j) = 1. \quad (6a, b)$$

The next axiom is

(v) Every state $\Phi = \sum u_j \alpha_j$ of an ensemble for which $\sum n(u_j)$ is finite can be normalised by multiplying Φ by a (real or complex) number.

This axiom imposes the property

$$p(u)p(v) = p(uv) \quad (\text{all } u, v), \quad (7)$$

where $p(u) \equiv n(u)/N$, and N is the number of systems in the ensemble. Thus $p(u_j)$ is the probability of finding the system of interest in the state α_j . $p(u)$ is a non-negative and rational number. If, however, $p(u)$ is required to be a continuous function of u , then (1) implies $p(u) = |u|^\lambda$, where λ is real. As $p(0) = 0$, and the trivial case $\lambda = 0$ must be excluded, it follows that $\lambda > 0$.

It appears therefore that the above conventions and axioms are sufficient to give a simple approach to quantum mechanics on the lines envisaged by

³ J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Berlin: Springer, 1932) Chapter IV, 1.

Temple. The advantages of the modified scheme here proposed are that it is applicable to systems of all kinds, even if they contain only a small number of particles, and that it leads directly to a probability interpretation of terms of the form $|u_j|^2$ ($\lambda > 0$), where $\sum u_j x_j$ describes the state of the system. The choice $\lambda = 2$ remains to be justified by considerations of mathematical convenience.

Marischal College, Aberdeen, Scotland.

Z. Z. Randal Morgan Laboratory of Physics, University of Pennsylvania,
Philadelphia, Pa., U. S. A.

(Bei der Redaktion eingegangen am 12. August 1953.)

Über das Verhalten intensiv beleuchteter Schwebeteilchen in magnetischen und elektrischen Feldern

Von K. H. Balkenhol

(Mit 8 Abbildungen)

Inhaltsübersicht

Es wird gezeigt, daß die magnetophotophoretischen Erscheinungen nicht zur Einführung von magnetischen Ladungen zwingen. Es wird vielmehr eine Erklärung der Magnetophotophorese als Spitzenradiometereffekt gegeben. Die hierfür notwendigen Annahmen über die Struktur der Teilchen und bezüglich der Art der für die Magnetophotophorese verantwortlichen Kraft werden experimentell geprüft und bestätigt. Auf Grund der Deutung der Magnetophotophorese als Spitzenradiometereffekt ist nicht nur die Bewegung längs der magnetischen Kraftlinien verständlich, sondern auch z. B. die Abhängigkeit von der Feldstärke, der Lichtintensität und dem Gasdruck. Ebenso wird die Elektrophotophorese als Spitzenradiometereffekt gedeutet.

I. Einleitung

Bei der Messung von kleinen elektrischen Ladungen nach der bekannten Millikan-Ehrenhaftschen Methode stellte Ehrenhaft¹⁾ fest, daß kleine, in Gasen suspendierte Probekörper (Pk.) der Größenordnung 10^{-4} – 10^{-5} cm in Bewegung geraten können, wenn sie von einem konzentrierten Lichtstrahl beleuchtet werden. Es gibt Pk., die sich in Richtung der Fortpflanzung des Lichtes (lichtpositiv) und solche, die sich in entgegengesetzter Richtung (lichtnegativ) bewegen. Die Bewegungsrichtung der Pk. kehrt sich um, wenn man die Richtung des Lichtstrahles umkehrt.

Ehrenhaft nannte diese Erscheinung Photophorese.

Die Probekörper erhält man durch Zerstäubung des betreffenden Materials im elektrischen Bogen oder durch Verdampfen in Stickstoff oder Luft. Photophorese zeigen z. B. Pk. aus Au, Ag, Fe, K, Cu, S, Se, Te, Graphit, Chlorophyll.

Unter Magneto- und Elektrophotophorese versteht man die Bewegung von Probekörpern — z. B. Fe, Ni, Sb, Se — längs der Kraftlinien eines magnetischen bzw. elektrischen Feldes unter gleichzeitiger intensiver Beleuchtung^{2) 3)}.

Besonders hervorzuheben ist, daß diese Bewegungen auch in homogenen magnetischen Feldern auftreten und vom elektrischen Ladungszustand des Pk. unab-

¹⁾ F. Ehrenhaft, Ann. Physik 56, 80 (1918).

²⁾ E. Reeger, Z. Physik 71, 646 (1931).

³⁾ P. Selner, Z. Physik 71, 658 (1931).

hängig sind. Die magneto- bzw. elektrophotophoretische Bewegung erfolgt stets längs der Kraftlinien des Feldes und ist unabhängig von der Lichtrichtung. Die Probekörper bewegen sich teils in Richtung des Feldes und teils gegen die Richtung des Feldes.

Ferromagnetische Pk. kehren ihre magnetophotophoretische Bewegungsrichtung bei Kommutierung des Magnetfeldes um; sie „kommutieren“ regelmäßig. Bezüglich der Kommutierbarkeit der elektrophotophoretischen Bewegungsrichtung läßt sich zwar keine so allgemein gültige Aussage machen; es gibt aber auch dabei Pk., die regelmäßig kommutieren. Die photophoretischen, magneto- und elektrophotophoretischen Bewegungen können durch Schwächung des intensiven Lichtstrahles zum Verschwinden gebracht werden. Ferner wachsen sie mit abnehmendem Gasdruck im allgemeinen zunächst an, erreichen ein Maximum und nehmen unterhalb 200 mm Hg sehr stark ab⁴⁻⁶⁾. Nach Tauzin verschwindet die Photophorese unterhalb 10^{-2} mm Hg und die Magnetophotophorese unterhalb $5 \cdot 10^{-1}$ mm Hg.

Nach neueren Beobachtungen Ehrenhafs⁷⁾ soll dagegen die Photophorese auch bei einem Gasdruck von $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg noch existieren. Da bei der Magnetophotophorese auch im homogenen Magnetfeld eine kommutierbare Bewegung längs der magnetischen Kraftlinien auftritt, hat Ehrenhaft aus diesen Beobachtungen die Existenz einzelner magnetischer Ladungen⁸⁾ gefolgert im Gegensatz zu der sonst allgemein angenommenen Vorstellung, daß es nur magnetische Dipole gibt. Magnetische Dipole können bekanntlich im homogenen Magnetfeld nur ausgerichtet werden; eine Verschiebung des Schwerpunktes kann aber nicht stattfinden. Deshalb sollen nach Ehrenhaft die Materieteilchen vom Licht „nord- oder süd magnetisch“ aufgeladen werden („Magnetophotoeffekt“). Ferner sollen auch im Dunkeln Bewegungen längs der magnetischen Kraftlinien auftreten können, woraus Ehrenhaft den Schluß gezogen hat, daß auch im Dunkeln magnetische Ladungen existieren.

Nun ist bekanntlich die allgemeine Photophorese schon vor längerer Zeit von Rubinowicz⁹⁾ und Hettner¹⁰⁾ auf einen „Radiometereffekt“ zurückgeführt worden. Es erschien deshalb wünschenswert, an Hand von neuen Versuchen die Frage zu prüfen, ob sich vielleicht auch die „Magnetophotophorese“ auf einen Radiometereffekt zurückführen läßt.

II. Die experimentelle Anordnung

Die Beobachtung der Probekörper erfolgte nach der Millikan-Ehrenhaftschen Methode. Die Teilchen befinden sich dabei in einer luftdicht abgeschlossenen Beobachtungskammer, die durch einen horizontalen Lichtstrahl beleuchtet wird. Senkrecht zu diesem Lichtstrahl und ebenfalls horizontal ist ein Beobachtungsmikroskop angeordnet, mit dem man die durch das gestreute Licht sichtbar gemachten Pk. beobachten kann. Abb. 1 zeigt die optische Anordnung. Als Lichtquelle (1) wurde eine 30-Watt-Lampe (6 V, 5 A) benutzt. Der Kondensor (2)

⁴⁾ Mattauch, Ann. Physik **85**, 967 (1928).

⁵⁾ E. Wilfinger, Z. Physik **71**, 666 (1931).

⁶⁾ Tauzin, C. R. Acad. Sci. Paris **230**, 77 (1950).

⁷⁾ Ehrenhaft, Acta Phys. Austr. **4**, 118 (1950).

⁸⁾ Ehrenhaft, Acta Phys. Austr. **4**, 464 (1951).

⁹⁾ Rubinowicz, Ann. Physik **62**, 691, 716 (1920); Z. Physik **6**, 405 (1921).

¹⁰⁾ Hettner, Z. Physik **37**, 187 (1926).

($f = 5$ cm) entwarf ein Bild der Lichtquelle auf der kleinen Linse (3), die aus einem Objektiv stammte. Man erhielt so eine kleine sekundäre Lichtquelle, die keine Struktur zeigt. Mit Hilfe des Beleuchtungsobjektives (4) (Leitz 1) wurde das Licht in die Beobachtungskammer (5) konzentriert. Im Blickfeld des Beobachtungsmikroskopes (6) (Objektiv Leitz 3, Okular Zeiß 4) war das Lichtbündel fast

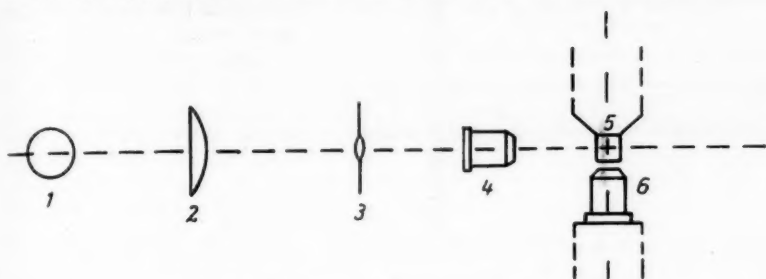


Abb. 1. Schnitt durch die experimentelle Anordnung

parallel und hatte einen Durchmesser von ungefähr 1 mm. Es wurde ein Okularnetzmikrometer benutzt, das auf Goldberg-Emulsion hergestellt und mit Sublimat weiß gefärbt war. Die Beleuchtung erfolgte von der Seite durch einen Spalt im Okular.

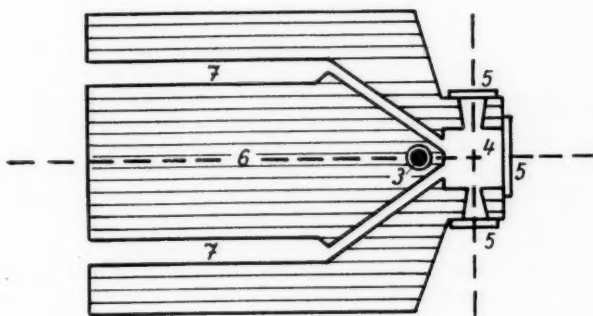


Abb. 2. Querschnitt der Beobachtungskammer

Abb. 2 zeigt einen Querschnitt und Abb. 3 einen Längsschnitt durch die Beobachtungskammer.

An die Messingplatten (1) und (2) wurde eine kommutierbare, veränderliche Gleichspannung (0–120 Volt) angelegt. Die Grundplatte (1) war zusammen mit dem ganzen Mikroskop stets geerdet. Das Magnetfeld wurde durch den Leiter (3) erzeugt, durch den ein Gleichstrom floß, dessen Richtung umgekehrt und dessen Stromstärke zwischen 0 und 15 A verändert werden konnte. Die magnetischen Kraftlinien waren horizontal und kreisförmig; im Blickfeld waren sie nahezu

parallel zur Lichtrichtung und senkrecht zur Beobachtungsrichtung. Der Beobachtungsraum (4) war durch aufge kittete Deckgläschen (5) nach außen abgeschlossen. Auf der Grundplatte lag eine Hartgummiplatte (6). In dieser befanden sich Bohrungen (7) für den Luftstrom, mit dem die suspendierten Pk. in die Kammer



Abb. 3. Längsschnitt der Beobachtungskammer

gepumpt wurden. Diese Zuführungen konnten durch Glashähne verschlossen werden.

Die Herstellung der Teilchen erfolgte durch Zerstäubung von Eisen im elektrischen Bogen in einem Vorratsgefäß aus Glas (5 Liter). Als Elektrodenmaterial wurde ein Stahl folgender Zusammensetzung benutzt: 97,6% Fe; 0,9% C; 0,2% Si; 0,5% Mn; 0,1% V; 0,7% Cu.

Während des Zerstäubungsvorganges lag an den Elektroden eine Spannung von 30–40 V; die Stromstärke betrug ungefähr 2 A. Nach jeder Zerstäubung hatte man für einige Stunden einen Vorrat von suspendierten Teilchen. Bei dem Eisenrauch handelt es sich nach bereits erfolgten Untersuchungen¹¹⁾ im wesentlichen um Aerosole des ferromagnetischen γ -Fe₂O₃. Vorratsgefäß und Beobachtungsraum waren durch einen Gummischlauch verbunden.

III. Qualitative Beobachtungen

Die Probekörper wurden in die Beobachtungskammer gepumpt. Nach Schließen der Hähne an der Kammer hörte die Strömung in derselben auf. Bei der überwiegenden Zahl der Teilchen konnte nur die reguläre Fallbewegung, überlagert von der Brownschen Bewegung, bemerkt werden. Nur an wenigen Pk. konnte eine seitliche Ablenkung erkannt werden, wenn man das Magnetfeld einschaltete. Da die meisten Teilchen elektrisch geladen waren, konnte die Fallbewegung mit Hilfe des elektrischen Feldes kompensiert werden. (Das elektrische Feld konnte so klein gehalten werden, daß sich die Elektrophotophorese noch nicht störend bemerkbar machte.) Es wurde so möglich gemacht, die magnetophotophoretische Bewegung während einer langen Zeitdauer zu beobachten. Nur sehr wenige Teilchen zeigten eine magnetophotophoretische Geschwindigkeit in der Größenordnung von 10^{-2} cm/sec. An vielen Pk. konnte eine kommutierbare Bewegung längs der magnetischen Kraftlinien nur dann festgestellt werden, wenn man sehr lange beobachtete. In Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen ergab sich, daß es auch Teilchen gibt, die vom Magnetfeld unbeeinflußt bleiben. Dies zeigt, daß die Magnetophotophorese keine allgemeine Eigenschaft der Materie ist¹²⁾.

Bereits das magnetische Feld der Erde genügte, um eine deutliche magnetophotophoretische Bewegung hervorzurufen. Deshalb wurde die Beobachtungsebene in Nord-Südrichtung gelegt. Die Bewegung im Erdfeld kann zum Verschwinden gebracht werden, indem man den Beobachtungsraum mit einem ent-

¹¹⁾ Haul u. Winkel, Z. Elektrochem. **44**, 823 (1928).

¹²⁾ A. Cotton, C. R. Acad. Sci. Paris **230**, 1656 (1950).

sprechend justierten Ring aus Eisenblech umgibt¹³⁾. Mit wachsender Feldstärke nahm die magnetophoretische Geschwindigkeit zunächst zu und näherte sich dann einem „Sättigungswert“.

Es wurde oft beobachtet, daß sich zwei Teilchen gleichzeitig dicht beieinander in entgegengesetzter Richtung bewegten. Daher kann die magnetophoretische Bewegung nicht durch eine Strömung im Gase vorgetäuscht sein.

Wurde in den Strahlengang des Lichtes zwischen (2) und (3) (Abb. 1) eine Mattscheibe oder eine Küvette (5 cm) mit 1% CuSO_4 -Lösung gebracht, so hörte die magnetophoretische Bewegung auf. Das zeigt, daß die von uns beob-

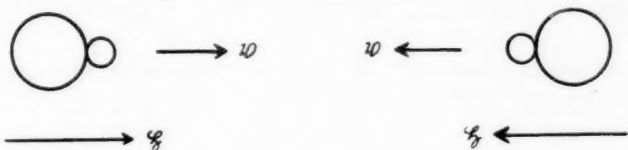


Abb. 4a



Abb. 4b



Abb. 4c

Abb. 4. Modelle der beobachteten Probekörper

achteten Bewegungen von der Intensität des Lichtes abhängig sind und nicht durch die Inhomogenität des Feldes bewirkt werden.

Außer den Pk., bei denen man nur ein Beugungsscheibchen sieht, gibt es Teilchen, deren Struktur man erkennen kann; bei ihnen haben sich zwei oder mehrere Partikel aneinandergelagert zu langgestreckten, oft gekrümmten Gebilden. Diese treten besonders dann auf, wenn man bei der Zerstäubung den Lichtbogen sozusagen qualmen läßt. Das kann man dadurch erreichen, daß man den Kontakt zwischen den Elektroden etwas länger bestehen läßt, bevor man sie wieder auseinanderzieht. Bei diesen langgestreckten Teilchen kann man erkennen, daß sie sich in Richtung des Magnetfeldes einstellen. Kommutation des

¹³⁾ J. A. Schedling, Acta. Phys. Austr. 4, 106 (1950).

Magnetfeldes bewirkt eine Drehung um 180° ; d. h. diese Teilchen sind magnetische Dipole. Einige von ihnen zeigen eine deutliche magnetophotophoretische Bewegung. Winkel und Haul¹⁴⁾ haben festgestellt, daß auch bei den Eisenoxidaerosolen, die durch Reduktion von Eisencarbonyl und nachfolgende Oxidation hergestellt werden, je nach Sauerstoffgehalt und Reaktionstemperatur entweder mehr kugelförmige oder mehr kettenförmige Gebilde auftreten. Abb. 4 zeigt die Gestalt und das Verhalten einiger Probekörper.

Das Teilchen der Abb. 4a besteht aus 2 wahrscheinlich kugelförmigen Pk. mit verschiedenen Durchmessern, die sich aneinandergelagert haben. In den Abb. 4b und 4c sind die kettenförmigen Gebilde, zu denen sich die einzelnen Partikel zusammengelagert haben, als Striche gezeichnet.

IV. Erklärung der Magnetophophorese als Spitzenradiometereffekt

Das Verhalten dieser Teilchen legte die Vermutung nahe, daß es sich bei der Magnetophotophorese um einen Spitzenradiometereffekt handelt. Bekanntlich bewegen sich bei der Bestrahlung von Halbzylinder-, Halbkugel- und Spitzenradiometern diese unabhängig von der Bestrahlungsrichtung so, daß die Kanten oder Spitzen vorangehen. Dieser Effekt ist so groß, daß bei beiderseits blanken Metallflügeln schon bei einer ohne Hilfsmittel nicht wahrnehmbaren Krümmung unabhängig von der Bestrahlungsrichtung stets die konkave Seite in der Bewegungsrichtung vorne liegt. (Dagegen geht die Bewegungsrichtung beim gewöhnlichen Einplattenradiometer — ebene, beiderseits blanke Metallflügel — von der bestrahlten zur unbestrahlten Seite; sie stimmt also mit der Richtung der Strahlung überein.) Die Entstehung des Effektes ist folgendermaßen zu verstehen. Die Spitzen und Kanten der Körper sind wegen ihrer guten Wärmeabgabe im allgemeinen kühler als die übrigen bestrahlten Teile, d. h. es besteht ein Temperaturgefälle nach der Spitze oder Kante hin. Weil die dadurch bewirkte Radiometerkraft von der warmen zur kalten Seite gerichtet ist, bewegen sich diese Radiometer so, daß die Kanten oder Spitzen vorangehen¹⁴⁾.

Wir nehmen an, daß alle Teilchen, die eine magnetophotophoretische Bewegung zeigen, eine unsymmetrische Gestalt — etwa wie in den Abb. 4a—4c — haben, betrachten zunächst aber einmal nur solche Teilchen, wie sie in Abb. 4a dargestellt sind. Die Zusammenlagerung zweier Partikel zu einem solchen Gebilde wird wohl im allgemeinen durch ihre elektrische Ladung bewirkt werden. In Analogie zu den Spitzenradiometern wird hier bei Bestrahlung ein Temperaturgefälle in der Richtung von A nach B auftreten. Die dadurch hervorgerufene Radiometerkraft bewirkt eine Bewegung des Teilchens in der angegebenen Richtung

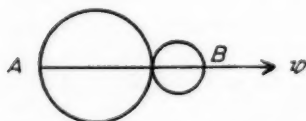


Abb. 5. Richtung der Spitzenradiometerkraft

(Abb. 5). Wesentlich ist, daß sich diese Probekörper unabhängig von der Bestrahlungsrichtung in Richtung ihrer Längsachse bewegen, und zwar so, daß der kleinere Teil vorangeht.

Wir betrachten im folgenden nur Teilchen aus ferromagnetischen Stoffen. Sind die einzelnen Partikel permanent magnetisiert, so erfolgt die Zusammenlagerung in

¹⁴⁾ Hettner, *Erg. d. exakt. Nat.* 7, 227.

der Weise, daß die magnetischen Momente parallel gerichtet sind. Die Längsachse des so entstandenen Teilchens fällt also zusammen mit der Richtung des resultierenden magnetischen Momentes. Bei Anlegen eines homogenen magnetischen Feldes wird das Teilchen ausgerichtet. Es stellt sich mit seinem Moment parallel zum äußeren Feld. Da durch die Spitzenradiometerkraft unabhängig von der Bestrahlungsrichtung eine Bewegung in Richtung der Längsachse bewirkt wird, bewegen sich diese Teilchen längs der Kraftlinien des magnetischen Feldes.

Die Zusammenlagerung kann so erfolgen, daß die Richtung von A nach B parallel oder antiparallel zum magnetischen Moment ist (Abb. 6a und 6b). Da sich die Teilchen so bewegen, daß der kleinere Teil vorangeht, gibt es zwei Gruppen von Pk.:

- a) Magnetophotophoretische Bewegung in Richtung des Feldes,
- b) Magnetophotophoretische Bewegung entgegengesetzt zur Feldrichtung.

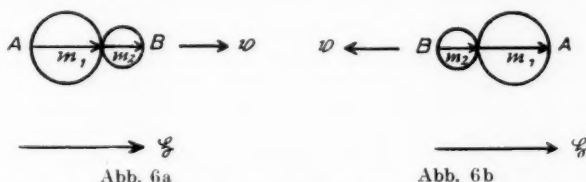


Abb. 6. Richtung der magnetophotophoretischen Bewegung entsprechend der Art der Zusammenlagerung

Bei Kommutieren des Magnetfeldes drehen sich die Teilchen um 180° . Deshalb kehrt sich die magnetophotophoretische Bewegungsrichtung um. Die Pk. müssen also regelmäßig kommutieren, was ja auch beobachtet wird. Die Einstellung der Probekörper in die Feldrichtung wird durch die Brownsche Bewegung gestört. Bei kleiner Feldstärke pendeln die Pk. um die Feldrichtung, während sie bei großer Feldstärke praktisch starr in der Feldrichtung liegen. Es war nun angenommen worden, daß die magnetophotophoretische Bewegung stets in Richtung der Dipolachse des Pk. erfolgt. Pendelt also der Pk. um die Feldrichtung, so heben sich die Komponenten der magnetophotophoretischen Bewegung senkrecht zur Feldrichtung auf, wenn man den zeitlichen Mittelwert bildet. Nur die Komponente parallel zur Feldrichtung bewirkt eine sichtbare magnetophotophoretische Bewegung, und zwar in Feldrichtung. Durch das magnetische Feld wird eine Vorzugsrichtung geschaffen. Bereits aus dieser qualitativen Überlegung folgt, daß die magnetophotophoretische Geschwindigkeit mit wachsender Feldstärke zunimmt und sich einem „Sättigungswert“ nähert.

V. Experimentelle Prüfung der Theorie

1. Mikrophotographien der Probekörper

Zur Prüfung unserer Vorstellungen über die Struktur der Teilchen wurde zunächst versucht, diese zu photographieren. Der Eisenrauch wurde auf einen Objektträger geblasen, auf den eine sehr dünne Schicht aus weichem Vakuumfett

aufgetragen war. Auf diese Weise war es möglich, die Pk. auf dem Objektträger festzuhalten. Beobachtet wurde mit einem etwa 800fach vergrößerndem Mikroskop.

Auf den Aufnahmen, auf deren Wiedergabe verzichtet werden kann, sind neben dem Untergrund eine Reihe von Teilchen zu sehen. Die meisten erscheinen kugelförmig. Einige Teilchen zeigen aber in der Tat eine solche Gestalt, wie wir sie in Abb. 5 angenommen haben. Außerdem ist eine ganze Reihe komplizierterer Gebilde zu erkennen. Die Durchmesser der Teilchen liegen in der Größenordnung von einigen μ .

2. Abhängigkeit der Fallgeschwindigkeit von einem horizontalen Magnetfeld

a) Pk., welche die Magnetophotophorese zeigen

Wenn unsere Vorstellungen über die Form dieser Teilchen richtig sind, so muß ihre Fallgeschwindigkeit davon abhängig sein, ob ein horizontales Magnetfeld eingeschaltet ist oder nicht. Betrachten wir z. B. die Teilchen mit einer einfachen Form, so sieht man, daß die Fallgeschwindigkeit im Erdfeld allein

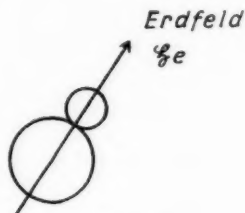


Abb. 7a

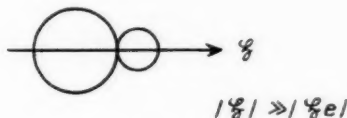


Abb. 7b

Abb. 7. Fallbewegung im Erdfeld und im Zusatzfeld

(Abb. 7a) größer sein muß als in dem Fall, in dem ein horizontales Magnetfeld (Abb. 7b) eingeschaltet ist, welches bedeutend stärker ist als das Erdfeld.

Im 2. Fall ist nämlich der Reibungswiderstand größer. Bei den komplizierteren Teilchen kann man nicht sagen, ob die Fallgeschwindigkeit zu- oder abnehmen muß; sie wird aber im allgemeinen auch von dem horizontalen Feld abhängig sein.

Es wurde deshalb die Fallgeschwindigkeit mehrerer Teilchen, welche die Magnetophotophorese zeigen, mit und ohne horizontalem Magnetfeld gemessen. Während der Messung muß die Magnetophotophorese unterdrückt werden, da sich sonst der Fallgeschwindigkeit im Erdfeld allein die Vertikalkomponente der magnetophotophoretischen Geschwindigkeit überlagern würde. Deshalb wurde zunächst jeweils ein Pk. gesucht, welcher die Magnetophotophorese zeigte, und dann wurde ein Flüssigkeitsfilter mit 1% CuSO_4 -Lösung in den Strahlengang des beleuchtenden Lichtes gebracht. Dadurch wurde (vgl. S. 20) die Magnetophotophorese zum Verschwinden gebracht. Für jedes Teilchen wurde dann die Fallzeit (t_1 im Erdfeld allein; t_2 mit horizontalem Feld) mehrere Male gemessen.

Die Fallstrecke betrug 0,67 mm; die Feldstärke des horizontalen Feldes war ungefähr 2,5 Oersted. Die Ergebnisse der Messungen sind aus der folgenden Tabelle ersichtlich.

v_1 = Geschwindigkeit im Erdfeld allein, v_2 = Geschwindigkeit mit horizontalem Feld.

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß tatsächlich eine Abhängigkeit der Fallgeschwindigkeit von dem horizontalen Feld vorliegt. Da die Teilchen eine Abnahme der Fallgeschwindigkeit bei Einschalten des Feldes zeigen, sind es wahrscheinlich Pk. der einfachen Form (Abb. 7). Es wurden auch nur solche Teilchen untersucht, bei denen man keine Struktur erkennen konnte.

Die Probekörper, welche die Magnetophotophorese zeigen, sind also nicht kugelförmig.

Pk.	$10^{-4} \frac{v_1}{\text{cm/sec}}$	$10^{-4} \frac{v_2}{\text{cm/sec}}$
1	$36,8 \pm 0,7$	$33,5 \pm 1,3$
2	$26,1 \pm 0,3$	$25,2 \pm 0,2$
3	$71,3 \pm 0,7$	$68,4 \pm 1,4$
4	$39,4 \pm 0,7$	$37,2 \pm 0,6$
5	$58,8 \pm 1,2$	$55,4 \pm 1,0$
6	$63,8 \pm 1,3$	$58,2 \pm 1,5$
7	$81,7 \pm 1,0$	$77,9 \pm 1,0$
8	$52,0 \pm 0,4$	$49,2 \pm 0,7$
9	$94,4 \pm 1,0$	$91,8 \pm 1,0$
10	$39,0 \pm 1,2$	$34,7 \pm 0,6$
11	$26,5 \pm 0,1$	$25,5 \pm 0,4$
12	$49,6 \pm 0,4$	$47,5 \pm 0,7$

b) Pk., welche die Magnetophotophorese nicht zeigen.

Diese Teilchen müssen gemäß unseren Vorstellungen kugelförmig oder nicht permanent magnetisiert sein, wenn man nur schwache Magnetfelder benutzt. Allerdings müssen noch die Fälle ausgeschlossen werden, bei denen sich zwei oder mehrere kugelförmige Partikel gleichen Durchmessers so aneinandergelagert haben, daß ihre Mittelpunkte auf einer Geraden liegen. Diese Teilchen können nämlich auch keine Magnetophotophorese zeigen, da bei ihnen an beiden Enden ein gleich großes, aber entgegengesetzt gerichtetes Temperaturgefälle auftritt, so daß sich die radiometrischen Kräfte aufheben.

Sieht man also von diesen Fällen ab, so kann geschlossen werden, daß die Fallgeschwindigkeit der Teilchen, welche keine magnetophotophoretische Bewegung zeigen, von einem horizontalen Magnetfeld unabhängig sein sollte.

Wegen der obigen Einschränkung wurden nur solche Teilchen untersucht, die verhältnismäßig lichtschwach erschienen und keine Struktur zeigten. Das Ergebnis einiger solcher Messungen zeigt die nebenstehende Tabelle.

Die geringen Unterschiede zwischen v_1 und v_2 liegen innerhalb der Fehlergrenzen; die Fallgeschwindigkeit dieser Teilchen ist also unabhängig vom Magnetfeld. Dagegen ergab sich für ein kettenförmiges Teilchen, das ebenfalls keine magnetophotophoretische Bewegung zeigte:

Pk.	$10^{-4} \frac{v_1}{\text{cm/sec}}$	$10^{-4} \frac{v_2}{\text{cm/sec}}$
13	$34,7 \pm 0,4$	$35,1 \pm 0,6$
14	$43,5 \pm 0,3$	$43,7 \pm 0,4$
15	$37,9 \pm 0,3$	$38,2 \pm 0,4$
16	$45,3 \pm 0,6$	$45,6 \pm 0,9$

$$v_1 = (17,3 \pm 0,3) 10^{-4} \text{ cm/sec}$$

$$v_2 = (15,2 \pm 0,3) 10^{-4} \text{ cm/sec.}$$

3. Magnetophotophorese im magnetischen Wechselfeld

Die von uns als Ursache der magnetophotophoretischen Bewegung angesehene Spitzenradiometerkraft liegt in ihrer Richtung relativ zum Teilchen fest; d. h. es ist eine körperfeste Kraft.

Schedling¹⁵⁾ hat die Hypothese einer körperfesten Kraft besprochen, kam aber auf Grund von Untersuchungen im Wechselfeld zu dem Schluß, daß eine Erklärung der Magnetophotophorese mit Hilfe eines solchen Kraftansatzes nicht möglich ist.

Er untersuchte kettenförmige Teilchen, welche Magnetophotophorese zeigten, und deren Ausrichtung sichtbar war, im Feld eines linearen Leiters, in dem ein Gleichstrom floß. Diesem Gleichfeld wurde das magnetische Feld eines Wechselstromes von 50 Perioden überlagert, dessen Feldrichtung horizontal und am Beobachtungsort parallel zum Feld des Gleichstromes war. Das Magnetfeld der Erde war kompensiert. Nach Abschaltung des Gleichfeldes blieb angeblich die Ausrichtung der Teilchen bestehen — sie vollführten nur kleine „Oszillationen“ um die Horizontale —, während aber unter dem Einfluß des Wechselfeldes allein keine horizontale Verschiebung ihres Schwerpunktes mehr beobachtet wurde. Es wurde angenommen, daß die Teilchen wegen der hohen Periodenzahl des Feldes nicht bei jedem Wechsel der Feldrichtung um 180° umklappen können, sondern diejenige Richtung beibehalten, die ihnen durch das vorher eingeschaltete gewesene Gleichfeld aufgezwungen worden ist. Dann müßte aber gemäß der Hypothese der körperfesten Kraft auch im reinen Wechselfeld die magnetophotophoretische Bewegung fort dauern.

Roesler¹⁶⁾ nimmt zu den Versuchen von Schedling Stellung und versucht, die Eigenfrequenz solcher Teilchen abzuschätzen. Er vermutet, daß die von Schedling beobachteten Probekörper doch dem Wechselfeld gefolgt sind, und zwar so rasch, daß es bei den beschränkten Beobachtungsmöglichkeiten optisch nicht festzustellen war. Damit wäre der negative Ausgang der Schedlingschen Versuche bezüglich der Magnetophotophorese im Wechselfeld erklärt.

Zur Entscheidung der Frage, ob die Magnetophotophorese durch eine körperfeste Kraft bewirkt wird, muß demnach ein magnetisches Wechselfeld mit einer höheren Frequenz benutzt werden. Ein Teilchen, das im Gleichfeld eine magnetophotophoretische Bewegung zeigt, muß auch im reinen Wechselfeld bewegt werden, wenn die Frequenz bedeutend größer als die Eigenfrequenz des Teilchens ist und wenn die Ausrichtung im reinen Wechselfeld erhalten bleibt. (Dieser Versuch wird von Roesler als experimentum crucis für die Annahme einer körperfesten Kraft bezeichnet.) Da die letzte Voraussetzung aber nicht erfüllt ist, wurde der Schedlingsche Versuch abgeändert. Auch wenn die Frequenz sehr viel größer als die Eigenfrequenz ist, gibt es nämlich im reinen Wechselfeld keine stabile Gleichgewichtslage; die Teilchen verlieren vielmehr ihre Ausrichtung wegen der Brownschen Bewegung, sobald das Gleichfeld abgeschaltet wird.

Zur Ausrichtung der Teilchen wurde das magnetische Feld der Erde benutzt. Das Wechselfeld lag parallel zum Erdfeld und wurde durch zwei Spulen oberhalb und unterhalb der Kammer erzeugt. Es konnten abwechselnd Wechselströme mit einer Frequenz von 50 Hertz und ungefähr 500 Hertz eingeschaltet werden. Die effektive Feldstärke betrug in beiden Fällen ungefähr 1,2 Oersted, war also wesentlich größer als die des Erdfeldes. Es wurden nur die Teilchen verfolgt, die eine magnetophotophoretische Bewegung im Erdfeld zeigen.

¹⁵⁾ Schedling, Acta Phys. Austr. 4, 98 (1950).

¹⁶⁾ F. C. Roesler, Acta Phys. Austr. 4, 445 (1951).

Wie müssen sich die Teilchen in Wechselfeldern mit verschiedener Frequenz verhalten?

Da die Eigenfrequenz eines Teilchens von der Feldstärke abhängig ist, kann man in einem Wechselfeld eigentlich nur von einer Eigenfrequenz bezüglich der durchschnittlichen Feldstärke während einer Halbperiode sprechen. In unserem Fall sind diese beiden Mittelwerte verschieden, da das Erdfeld überlagert ist. Deshalb ist die Zeit, während der die Dipolachse des Teilchens mit der Erdfeldrichtung einen Winkel $< 90^\circ$ bildet, größer als die Zeit, während welcher der Winkel $> 90^\circ$ ist. Ist die Eigenfrequenz sehr viel größer als 50 Hertz (d. h. ist der Bruchteil der Zeit, der für das Umdrehen des Teilchens benötigt wird, klein gegenüber der Periode), so fällt die obige Zeitdifferenz nicht ins Gewicht gegenüber der Zeit, in der sich das Teilchen in einer der beiden Gleichgewichtslagen befindet (Abb. 8b).

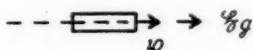


Abb. 8a

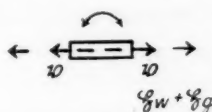


Abb. 8b

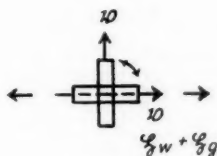


Abb. 8c

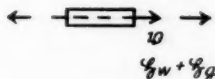


Abb. 8d

Abb. 8. Verhalten der Probekörper in Magnetfeldern verschiedener Frequenz

Man wird also diese Zeitdifferenz vernachlässigen können, so daß in diesem Fall das Teilchen im überlagerten Wechselfeld keine magnetophotophoretische Bewegung zeigen kann, wenn die Magnetophotophorese durch eine körperfeste Kraft verursacht wird. Am besten zu übersehen sind die Verhältnisse, wenn wir ein Teilchen betrachten, dessen Eigenfrequenz gerade so groß ist, daß es sich nur um 90° drehen kann (Abb. 8c). Man sieht sofort, daß in diesem Fall wieder eine magnetophotophoretische Bewegung auftreten muß. Wir können ferner sagen, daß mit wachsender Frequenz des Wechselfeldes die magnetophotophoretische Geschwindigkeit zunehmen muß. Ist die Frequenz nämlich sehr groß gegenüber der Eigenfrequenz, so muß das Teilchen in der Erdfeldrichtung liegen bleiben (Abb. 8d).

Man ist nun versucht anzunehmen, die magnetophotophoretische Geschwindigkeit müsse sich mit wachsender Frequenz demjenigen Wert nähern, den sie ohne Wechselfeld im Erdfeld besitzt. Das ist aber keineswegs der Fall, da sich nämlich die Stabilität gegenüber den Brownschen Stößen verändert hat. Wir betrachten ein Teilchen in einem Wechselfeld mit so hoher Frequenz, daß es in der Erdfeldrichtung liegen bleibt. Während der einen Halbperiode, in der das Wechselfeld dieselbe Richtung wie das Erdfeld hat, ist die resultierende Feld-

stärke bedeutend größer als das reine Erdfeld. Aber auch während der anderen Halbperiode ist der zeitliche Mittelwert der resultierenden Feldstärke bedeutend größer als das reine Erdfeld. Daher ist auch die Stabilität gegenüber den Brownschen Stößen und somit die magnetophotophoretische Geschwindigkeit größer. Ein Teilchen, dessen Eigenfrequenz klein ist gegenüber der Frequenz des Wechselfeldes, wird deshalb im überlagerten Wechselfeld eine magnetophotophoretische Geschwindigkeit zeigen, die größer ist als im reinen Erdfeld.

Bei einigen Probekörpern hörte die magnetophotophoretische Bewegung auf, wenn man das Wechselfeld mit 50 oder 500 Hertz einschaltete. Bei ihnen war die Eigenfrequenz sicher bedeutend größer als 500 Hertz. Andere Pk. zeigten auch im Wechselfeld eine Bewegung.

Es wurden folgende Geschwindigkeiten bestimmt:

v_0 = Horizontalkomponente der magn.ph.ph. Geschw. im Erdfeld,

v_1 = Horizontalkomponente der magn.ph.ph. Geschw. bei überlagertem Wechselfeld der Frequenz 50 Hertz,

v_2 = Horizontalkomponente der magn.ph.ph. Geschw. bei überlagertem Wechselfeld der Frequenz 500 Hertz.

Gemessen wurden die Zeiten, die das betreffende Teilchen brauchte, um eine Strecke von 0,2 mm zurückzulegen.

Pk.	$10^{-4} v_0$ cm/sec	$10^{-4} v_1$ cm/sec	$10^{-4} v_2$ cm/sec
17	6,7	<3,3	4,7
18	12,5	<2,2	4,2
19	$24,1 \pm 1,8$	$6,1 \pm 0,4$	$23,3 \pm 1,6$
20	$17,7 \pm 0,5$	$7,4 \pm 0,3$	$12,9 \pm 0,6$
21	$8,7 \pm 0,1$	$6,9 \pm 0,1$	$10,3 \pm 0,5$
22	$6,9 \pm 0,7$	$4,8 \pm 0,5$	22 ± 1

In Übereinstimmung mit den obigen Ausführungen nimmt die Geschwindigkeit mit wachsender Frequenz zu. Die Pk. 21 und 22 haben offenbar eine kleine Eigenfrequenz; bei ihnen macht sich bei 500 Hertz die erhöhte Stabilität gegenüber den Brownschen Stößen bemerkbar. Die Ergebnisse lassen sich nicht mit der Annahme einer Potentialkraft, wie sie die Ladungskraft darstellt, verstehen; eine Potentialkraft ist nämlich nur von dem Ort im Feld und nicht von der Richtung des Teilchens abhängig. Die Veränderung der Geschwindigkeit kann nicht durch eine Veränderung der Beweglichkeit des Teilchens mit wachsender Frequenz auf Grund der verschiedenen Stellungen relativ zur Feldrichtung erklärt werden. Die dadurch hervorgerufenen Geschwindigkeitsänderungen können höchstens 5–10% betragen, wie die Untersuchungen über die Fallgeschwindigkeit (s. V., 2) zeigen. Der Pk. 21 war ein kettenförmiges Teilchen. Im reinen Erdfeld und bei Überlagerung des Wechselfeldes von 500 Hertz konnte das Beobachtungsmikroskop scharf auf das Teilchen eingestellt werden. Dies war nicht mehr möglich, wenn dem Erdfeld das Wechselfeld von 50 Hertz überlagert wurde. In diesem Fall folgte das Teilchen offenbar noch teilweise dem Wechselfeld.

VI. Erklärung früherer Versuchsergebnisse

Auf Grund der Deutung der Magnetophotophorese als Spitzenradiometer-effekt finden auch verschiedene andere Versuchsergebnisse von Ehrenhaft und Mitarbeitern ihre Erklärung.

1. Abhängigkeit der magnetophotophoretischen Geschwindigkeit ferromagnetischer Probekörper von der Feldstärke

Wie im Kapitel IV ausgeführt worden ist, nimmt für die Teilchen der dort angenommenen Gestalt die magnetophotophoretische Geschwindigkeit mit wachsender Feldstärke zu und nähert sich einem Sättigungswert. Diese Teilchen müssen ein Verhalten zeigen, wie es für eine Gruppe von Pk. von Judenberg¹⁷⁾ und Preining¹⁸⁾ experimentell ermittelt worden ist. (Es handelt sich hier um die von Preining in der Gruppe A zusammengefaßten Pk.) Judenberg und Preining haben für eine Anzahl von Teilchen die Abhängigkeit der magnetophotophoretischen Geschwindigkeit v von der Feldstärke H eines homogenen Magnetfeldes gemessen. Um prüfen zu können, ob diese experimentellen Ergebnisse mit unseren Vorstellungen über das Zustandekommen der Magnetophotophorese übereinstimmen, soll für die Probekörper der in Abb. 5 angenommenen Gestalt versucht werden, einen quantitativen Zusammenhang zwischen der magnetophotophoretischen Geschwindigkeit v und der Feldstärke H eines homogenen Magnetfeldes herzustellen. Es sei noch einmal hervorgehoben, daß die Wärmebewegung der Einstellung des Probekörpers in die Feldrichtung entgegenwirkt; bildet das Teilchen mit der Feldrichtung den Winkel φ , so wird die dem Feld parallel gerichtete Resultante seiner Geschwindigkeit proportional $\cos \varphi$. Deshalb kann die Langevin'sche Formel

$$\mathfrak{M} = Nm \left[\coth \left(\frac{mH}{kT} \right) - \frac{1}{\left(\frac{mH}{kT} \right)} \right]$$

ohne weiteres übertragen werden.

(\mathfrak{M} = Magnetisierung, N = Zahl aller Teilchen in 1 cm^3 , k = Boltzmann'sche Konstante, T = absolute Temperatur, m = magnetisches Dipolmoment).

Es ergibt sich so:

$$v = v_0 \left(\coth aH - \frac{1}{aH} \right) \quad (1)$$

mit $a = \frac{m}{k \cdot T}$; v_0 ist die „Sättigungsgeschwindigkeit“, da $v \rightarrow v_0$ für $H \rightarrow \infty$.

Bekanntlich gilt

$$L(x) = \coth x - \frac{1}{x} \rightarrow \frac{x}{3} \text{ für } x \rightarrow 0.$$

Deshalb gilt für sehr kleine H :

$$v = c \cdot H \quad (2)$$

¹⁷⁾ Veröffentlicht von F. Ehrenhaft, Ann. Chim. Physique **13**, 151 (1940).

¹⁸⁾ Die Meßergebnisse wurden von Herrn Dr. Othmar Preining vor der Veröffentlichung zur Verfügung gestellt, wofür ich Herrn Dr. Preining herzlich danke.

in Übereinstimmung mit früheren Versuchsergebnissen; s.¹⁷⁾. Ferner ergibt sich, daß die von Judenberg und Preining ausgemessenen Pk. — der Gruppe A — der für nicht zu kleine H möglichen Näherungsformel von (1):

$$v = v_0 \left(1 - \frac{1}{aH} \right) \quad (3)$$

genügen¹⁸⁾.

Auch für das Verhalten der Pk. der anderen Gruppen können plausible Erklärungen gegeben werden, die durch die in den Abb. 4b—c dargestellten Beobachtungen angeregt wurden¹⁹⁾.

2. Magnetophotophorese para- und diamagnetischer Probekörper

Bei para- und diamagnetischen Stoffen wird die Ausrichtung durch die unsymmetrische Gestalt der Teilchen bewirkt. Sowohl die paramagnetischen als auch die diamagnetischen Probekörper stellen sich mit ihrer Längsachse in Richtung des homogenen Magnetfeldes ein.

Der Einfachheit halber betrachten wir nur Teilchen mit einer Form, wie sie in Abb. 5 angegeben ist.

Da durch die Spitzenradiometerkraft eine Bewegung in Richtung der Längsachse bewirkt wird, bewegen sich die Probekörper längs der Kraftlinien des Magnetfeldes.

Im Vergleich zu den ferromagnetischen Stoffen ist hier die Ausrichtung durch das magnetische Feld sehr viel schwächer. Deshalb tritt eine merkliche magnetophotophoretische Bewegung erst in sehr starken Feldern auf. Es gibt keine bestimmten Gruppen von Pk. bezüglich der Bewegungsrichtung. Wenn im Moment des Einschaltens des Magnetfeldes die Richtung von A nach B mit der Feldrichtung einen Winkel bildet, der kleiner als 90° ist, so bewegt sich das Teilchen in Feldrichtung. Ist der Winkel größer als 90° , so verläuft die Bewegung entgegengesetzt zur Feldrichtung. Wird das Feld abgeschaltet, so verliert der Probekörper wegen der Brownschen Bewegung seine Einstellung. Wird dann das Feld in der umgekehrten Richtung eingeschaltet, so wird der Pk. wieder ausgerichtet. Diese neue Ausrichtung und damit die magnetophotophoretische Bewegungsrichtung ist aber unabhängig davon, ob vorher ein Feld eingeschaltet gewesen ist, sondern wie zu Anfang nur davon abhängig, welchen Winkel die Richtung von A nach B im Moment des Einschaltens mit der Feldrichtung bildet. Der Pk. kommutiert also unregelmäßig. Man sieht ferner daran, daß die Wahrscheinlichkeit, daß der Pk. bei einer Kommutierung des Magnetfeldes seine Bewegungsrichtung umkehrt, 50% beträgt und unabhängig von der magnetischen Feldstärke ist. Im Gegensatz zu den ferromagnetischen Teilchen haben diese Pk. zwei stabile Gleichgewichtslagen im homogenen Magnetfeld: Richtung AB 1. parallel und 2. antiparallel zum Magnetfeld. Daher können die Teilchen durch heftige Brownsche Stöße bei eingeschaltetem Magnetfeld um 180° gedreht werden. Dadurch wird die Be-

¹⁹⁾ Näheres s. Dissertation: Über das Verhalten intensiv beleuchteter Schwebeteilchen in magn. u. el. Feldern, Köln, 1952.

wegungsrichtung umgekehrt; d. h. die Teilchen kommutieren spontan. Da die Stabilität der Gleichgewichtslagen mit wachsender Feldstärke größer wird, nimmt die Häufigkeit der spontanen Umkehrungen mit wachsender Feldstärke ab.

Unsere obigen Folgerungen stehen in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen von Reeger²⁰⁾.

3. Abhängigkeit der Magnetophotophorese vom Gasdruck und von der Lichtintensität

Als Radiometereffekt ist die Abhängigkeit der Magnetophotophorese vom Gasdruck und von der Intensität des beleuchtenden Lichtes verständlich. Wie bereits in der Einleitung erwähnt worden ist, sollen magnetische Ladungen auch im Dunkeln auftreten können. Dies schließt Ehrenhaft aus folgendem Versuch²¹⁾:

Wird bei Beobachtung der Magnetophotophorese im homogenen Magnetfeld das Licht kurzzeitig — etwa 0,5—1,5 sec — unterbrochen, so bleibt auch während dieser Zeit die Bewegung längs der magnetischen Kraftlinien mehr oder weniger erhalten. Diese Erscheinung findet ihre plausible Erklärung, wenn man bedenkt, daß sich innerhalb so kurzer Zeit auf den Teilchen noch kein Temperaturgleichgewicht einstellen kann.

4. Elektrophotophorese

Die Erklärung der Magnetophotophorese läßt sich ohne weiteres auf die Elektrophotophorese übertragen. Es handelt sich wieder um Teilchen, wie sie z. B. in den Abb. 5 und 6 dargestellt sind. Die Ausrichtung der Probekörper im elektrischen Feld erfolgt auf Grund ihres elektrischen Dipolmomentes (die einzelnen Partikel tragen elektrische Ladungen verschiedenen Vorzeichens, die sich offenbar wegen einer nichtleitenden Schicht nicht ausgleichen können), oder wegen ihrer länglichen Gestalt. Pk. mit Dipolmoment kommutieren regelmäßig, Pk. ohne Dipolmoment unregelmäßig; s. ³⁾. Da die Ausrichtung auf Grund eines Dipolmomentes proportional E , die wegen der länglichen Gestalt aber proportional E^2 ist, ist es zu verstehen, daß es Teilchen gibt, die bei kleiner Feldstärke regelmäßig und bei großer Feldstärke unregelmäßig kommutieren.

Daß es sich bei der Magneto- und Elektrophotophorese prinzipiell um denselben Effekt handelt, kann man deutlich daraus ersehen, daß sich die Formel (3) auf die Abhängigkeit der elektrophoretischen Geschwindigkeit u von der Feldstärke E übertragen läßt:

$$u = u_0 \left(1 - \frac{1}{b E} \right). \quad (4)$$

Die von Selner³⁾ experimentell bestimmte Feldstärkenabhängigkeit stimmt mit der Formel (4) überein¹⁹⁾.

²⁰⁾ E. Reeger, Z. Physik **71**, 653 (1931).

²¹⁾ J. A. Ferber, Acta Phys. Austr. **4**, 140 (1950).

Vorliegende Arbeit wurde im I. Physikalischen Institut der Universität Köln angefertigt. Herrn Prof. Dr. F. Kirchner, dem Direktor des Instituts, fühle ich mich für die Anregung und das stete und fördernde Interesse am Fortgang der Arbeit zu größtem Dank verpflichtet. Ferner danke ich Herrn Privatdozent Dr. K. H. Lauterjung für seine Unterstützung und wertvollen Ratschläge.

Köln, Physikalisches Institut der Universität.

(Bei der Redaktion eingegangen am 23. Juni 1953.)

Zur Erzeugung von Ionenstrahlen aus dem Plasma von Gasentladungen

Von O. Reifenschweiler

(Mit 11 Abbildungen)

Inhaltsübersicht

Da es noch keine Ionenquelle für hohe Ionenströme mit sonst allgemein guten Eigenschaften gibt, soll nach günstigen Methoden zur Stromsteigerung von Ionenquellen gesucht werden.

Grundlegende Überlegungen über die prinzipielle Arbeitsweise von Ionenquellen ergeben zunächst, daß besonders die Verbesserung des Extraktionsvorgangs wichtig ist. Weiterhin zeigen diese Überlegungen, daß vor allem diejenigen Ionenquellen, bei denen die Ionen mittels einer Sonde aus dem Plasma einer Gasentladung entnommen werden, als Grundlage für die Entwicklung von stromstarken Ionenquellen gut geeignet sind. Aus diesem Grunde wird die Hochfrequenzionenquelle, die beste Ionenquelle mit Sondenextraktion, als Ausgangspunkt für die Untersuchungen genommen.

Die Untersuchung der Ionenbahnen im Kanal bei der HF-Ionenquelle nach Thonemann und Mitarbeiter zeigt, daß sich im oberen Teil des Kanals eine Einschnürung des Strahlengangs befindet, und daß bei dem Extraktionsvorgang die Plasmagrenze durch das Ionenextraktionssystem gewissermaßen ionenoptisch abgebildet wird. Aus diesen Einsichten ergibt sich eine Reihe von Verbesserungen. Die ionenoptische Konzentration des Strahls durch eine Beschleunigungslinse im Kanal bringt eine Stromerhöhung um das 3,5fache. Eine bessere Anpassung der Kanalform an den Strahlengang durch Anbringen einer als Kanalblende bezeichneten Verengung ergibt außer einer Herabsetzung des Gasverbrauchs bis auf den fünften Teil auch noch eine Stromerhöhung um den Faktor 1,5 bis 2. Durch Konzentration des aus der Kanalblende austretenden Ionenstrahls mittels einer elektrischen Einzellinse (Ionenkondensor) wird eine Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms um den Faktor 2 bis 3 erzielt. Die ionenoptische Auffassung der Sondenextraktion ermöglicht die Ableitung eines Ähnlichkeitsgesetzes für Ionenextraktionssysteme. Zwei weitere Ähnlichkeitsgesetze für Ionenquellen werden angegeben. Bei Senderleistungen von 260 W werden Ionenströme von 6 mA bei einem Gasverbrauch von $10 \text{ cm}^3/\text{h}$ erzielt. 40% der durch den Kanal hindurchtretenden Teilchen sind nachbeschleunigbare Ionen. Untersuchungen mit Ionenextraktionssystemen verschiedener Form zeigen, daß die Gestalt des Systems keinen grundlegenden Einfluß auf die Formierung des Ionenbündels und die Höhe des nutzbaren Ionenstroms ausübt. Das die Plasmagrenze abbildende Feld ist ein Raumladungsfeld, dessen Potentialverlauf im wesentlichen durch die Raumladungen der Ionen und nicht durch die Begrenzungen des Systems bedingt zu sein scheint. Auf Grund dieser Vorstellung werden quantitative Zusammenhänge der charakteristischen Betriebsdaten einer Ionenquelle abgeleitet.

Einleitung

Für viele Gebiete der Physik, besonders auch für die Kernphysik, sind die Methoden zur Erzeugung von Ionenstrahlen von großer Wichtigkeit. An eine gute Ionenquelle werden dabei im allgemeinen folgende Anforderungen gestellt: Große Ionenströme, kleiner Gasverbrauch, großer Anteil an Atomionen im Strahl, homogene Energie der austretenden Ionen, geringer Leistungsbedarf und Betriebssicherheit im Dauerbetrieb.

Bei einer Prüfung der bekannten Ionenquellen auf die Erfüllung der obigen Forderungen erkennt man, daß sich die Ionenquellentechnik trotz des bedeutenden Fortschritts, der besonders in den letzten zwei Jahrzehnten auf diesem Gebiet erzielt worden ist, noch keineswegs auf einem befriedigenden Stand befindet. Denn es gibt bis jetzt noch keine Ionenquelle, die alle Anforderungen gut erfüllt. So haben z. B. gerade die Ionenquellen für hohe Ionenströme, um deren Entwicklung man sich immer besonders bemüht hat, entscheidende Nachteile in anderer Beziehung, wie geringen Atomionenanteil, schwierige Fokussierbarkeit der gelieferten Ionenströme und zumeist wegen der Verwendung von Glühkathoden eine schlechte Betriebssicherheit.

Es besteht also immer noch die dringende Forderung nach allgemein brauchbaren Ionenquellen für hohe Ionenströme, die auch in anderer Hinsicht gute Eigenschaften haben. Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Lösung der damit gestellten Aufgabe liefern. Dabei soll nach neuen Möglichkeiten zur Steigerung des Ionenstroms von Ionenquellen gesucht werden, indem die wichtigsten der Erzeugung von Ionenstrahlen zugrunde liegenden Probleme einer eingehenden Untersuchung unterzogen werden.

Ein Teil der Ergebnisse dieser Untersuchungen ist in einer Notiz¹⁾ und in einem Vortrag²⁾ bekanntgegeben worden. Außerdem sind die Untersuchungen in der Diplomarbeit³⁾ und in der Dissertation⁴⁾ des Verfassers ausführlich behandelt.

1. Grundlegende Überlegungen

Um bei den experimentellen Untersuchungen systematisch vorgehen zu können, sollen vorher einige grundlegende Überlegungen über die Möglichkeiten zur Lösung der Aufgabe angestellt werden. Zunächst sollen dazu aus der prinzipiellen Arbeitsweise einer beliebigen Ionenquelle die Möglichkeiten zur Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms abgeleitet werden.

Die Erzeugung von Ionenstrahlen durch die allermeisten gebräuchlichen Ionenquellen erfolgt in zwei Arbeitsgängen:

1. Ionenerzeugung in einer Gasentladung.
2. Ionenextraktion mit Formierung eines nachbeschleunigbaren Ionenbündels.

Zur Ionenextraktion sollen folgende Einzelvorgänge gerechnet werden:

- a) Entnahme der Ionen aus der Entladung und Transport derselben zum Kanal,
- b) Durchtritt der Ionen durch den Kanal,
- c) Eintritt der Ionen in den Untersuchungsraum derart, daß sie nachbeschleunigt und fokussiert werden können.

¹⁾ O. Reifenschweiler, Z. Naturforschg. 6a, 331 (1951).

²⁾ O. Reifenschweiler, Physikal. Verhandl. 3, 16 (1951).

³⁾ O. Reifenschweiler, Diplomarbeit Freiburg i. Br. 1951, unveröffentl.

⁴⁾ O. Reifenschweiler, Dissertation, Freiburg i. Br. 1953, unveröffentl.

Eine Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms kann nun entweder durch eine Verbesserung der Ionenerzeugung oder durch eine Verbesserung der Ionenextraktion bzw. der Einzelvorgänge der letzteren erreicht werden. Damit ergeben sich folgende Möglichkeiten zur Steigerung der Strahlintensität einer Ionenquelle:

1. Verbesserung der Ionenerzeugung

Diese bezweckt eine Erhöhung der Ionendichte im Entladungsraum. Eine solche kann nun zwar im allgemeinen immer durch Anwendung einer größeren Leistung in der Entladung erreicht werden. Diese erfordert jedoch außer dem größeren Leistungsaufwand zumeist noch die Lösung zusätzlicher Probleme, wie Kühlung und Materialfragen. Wegen dieser Nachteile soll von dieser Möglichkeit hier kein Gebrauch gemacht werden.

Es ist jedoch stets die bei einem bestimmten Leistungsaufwand und einem gegebenen Gasentladungstyp maximal mögliche Ionendichte anzustreben, vor allem auch, da eine Erhöhung der Ionendichte gleichzeitig eine Erhöhung des Ionenanteils mit sich bringt⁵⁾.

2. Verbesserung der Ionenextraktion

a) Erhöhung des aus der Entladung entnommenen und zum Kanal transportierten Ionenanteils. Bei vielen Ionenquellen wird es wahrscheinlich möglich sein, einen größeren Teil der Ionen aus der Entladung zu entnehmen, ohne daß die Stabilität derselben gestört wird. Diese Aufgabe führt vermutlich auf Fragen der Gasentladungsphysik und der Ionenoptik.

b) Erhöhung des durch den Kanal hindurchgelangenden Stromanteils. Sieht man von dem trivialen Weg ab, der in der Anwendung eines weiten und kurzen Kanals besteht und der schwerwiegende Nachteile (Erhöhung des Gasverbrauchs, höhere erforderliche Pumpleistung, schlechtere Bündelung der austretenden Ionen) mit sich bringt, so bleibt noch die Möglichkeit einer schärferen Bündelung des Ionenstrahls beim Kanaldurchgang. Diese Verbesserung, die durch Anwendung ionenoptischer Mittel anzustreben ist, stellt sicher eine der vorteilhaftesten Methoden zur Erreichung höherer Ionenströme dar.

c) Schärfere Bündelung des Ionenstrahls hinter dem Kanal. Damit die Ionen nachbeschleunigt und fokussiert werden können, müssen sie etwa durch die halbe Öffnung der richtig angebrachten (ersten) Nachbeschleunigungslinse hindurchtreten. Die Apertur des aus dem Kanal austretenden Ionenbündels darf also ein gewisses Maß nicht überschreiten⁶⁾. Da bei vielen Ionenquellen diese Apertur des Ionenbündels zu groß ist, kann man in vielen Fällen eine Erhöhung des nachbeschleunigbaren Ionenstroms durch schärfere Bündelung des Ionenstrahls hinter dem Kanal bekommen. Dieses Ziel kann vermutlich ebenfalls durch Anwendung ionenoptischer Methoden erreicht werden.

Von den Möglichkeiten zur Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms einer Ionenquelle ist die Verbesserung der Ionenextraktion besonders wichtig und aussichtsreich. Die unter 2a), b) und c) aufgeführten Verbesserungsmöglichkeiten der Extrak-

⁵⁾ J. G. Rutherglen u. J. F. I. Cole, *Nature* **160**, 545 (1947).

⁶⁾ A. G. Ward, *Helv. phys. Acta* **23**, Suppl. III, 27 (1950).

tion sind mit keinerlei zusätzlichen Nachteilen verbunden. Von Bedeutung ist außerdem, daß die zugrunde liegenden Aufgaben vermutlich alle durch Anwendung ionenoptischer Mittel, also durch bekannte und gut ausgebildete Methoden, gelöst werden können, da es sich im wesentlichen um die Konzentration von Strahlenbündeln handelt. Die Extraktion der Ionen aus der Entladung mit dem Durchtritt durch einen engen Kanal und der Bildung eines nachbeschleunigbaren Ionenbündels stellt das Kernproblem der Ionenquelle dar. Aus diesen Gründen soll in der vorliegenden Arbeit vor allem die Untersuchung und Verbesserung der Ionenextraktion behandelt werden.

Es gilt nun noch, von den bekannten Ionenquellen einen geeigneten Typ als Grundlage für die Verbesserungsversuche auszuwählen. Man kann die Ionenquellen in zwei Gruppen einteilen. Bei der ersten Gruppe, deren typischer Vertreter das Kanalstrahlrohr ist, werden die Ionen in dem Kathodenfallraum einer Gasentladung erzeugt und ein Teil gelangt durch einen Kanal in der Kathode in den Untersuchungsraum. Abgesehen von dem Nachteil der Energieinhomogenität der gelieferten Ionen sind bei diesen Ionenquellen die beiden Arbeitsgänge Ionen-erzeugung und Ionenextraktion miteinander gekoppelt, so daß man nichts an dem einen Prozeß ändern kann, ohne auch den andern gleichzeitig zu beeinflussen. Dies ist für Verbesserungsversuche von Nachteil, denn einmal hat man dadurch unübersichtliche Verhältnisse, und außerdem ist oft eine Verbesserung des einen Arbeitsgangs mit einer Verschlechterung des andern verbunden. Man vergleiche dazu z. B. die Versuche von Hailer⁷⁾ zur Verbesserung des Kanalstrahlrohrs, wo bei einer ionenoptischen Verbesserung der Ionenextraktion gleichzeitig der zur Aufrechterhaltung der Entladung notwendige Gasdruck derart erhöht werden mußte, daß der gewonnene Vorteil im wesentlichen wieder verloren ging⁸⁾. Bei der zweiten Gruppe von Ionenquellen werden die Ionen aus einem feldfreien Raum entweder durch Diffusion oder mittels einer besonderen Extraktionsspannung entnommen. Zu dieser Gruppe gehören vor allem die Ionenquellen, bei denen die Ionen aus dem Plasma einer Gasentladung mittels einer negativen Sonde oder durch Diffusion entnommen werden, z. B. die Niedervoltbogenionenquellen, die Kapillarbogenionenquellen und die Hochfrequenzionenquellen. Da bei diesen Ionenquellen die oben erwähnten Nachteile wegfallen, wurde von ihnen die beste und entwicklungsfähigste, nämlich die Hochfrequenzionenquelle, als Grundlage für die weiteren Untersuchungen genommen.

2. Vorläufiges zur Sondenextraktion

Die HF-Ionenquelle gehört zu der Gruppe von Ionenquellen, bei der die Ionen mittels einer gegen das Plasma einer Gasentladung negativen Sonde aus diesem Plasma entnommen werden. Die physikalischen Vorgänge im Bereich einer solchen Sonde in einem Plasma sind durch die grundlegenden Arbeiten von Langmuir und Mott-Smith⁹⁾ aufgeklärt. Macht man danach eine in einem Plasma befindliche Sonde negativ gegen dieses, so werden die Elektronen abgestoßen und es entsteht eine positive Raumladung vor der Sonde. Die Dicke dieser Raumladungsschicht stellt sich so ein, daß raumladungsbegrenzte Emissionsbedingungen herrschen, wobei alle von der Sonde ausgehenden Feldlinien in der Raumladungsschicht enden, so daß das Plasma durch das Sondenfeld ungestört bleibt. Abgesehen von dem geringen Spannungsabfall im Plasma fällt also die gesamte Spannung zwischen der Elektrode, die das Plasma auf positivem Potential hält und der negativen

⁷⁾ C. Hailer, *Wiss. Veröff. Siemens-Werken* **17**, 321 (1938).

⁸⁾ Z. B. D. Kamke, *Z. Naturforsch.* **4a**, 391 (.949).

⁹⁾ Z. B. I. Langmuir, *Z. Physik* **46**, 271 (1928).

Sonde im Dunkelraum ab. Die Tiefe der Raumladungsschicht steigt mit wachsender Spannung und nimmt mit zunehmender Ionendichte und Ionentemperatur ab. Da in der Raumladungsschicht Elektronen fast vollkommen fehlen, findet dort keine Anregung der Gasatome durch Stoß und kein Rekombinationsleuchten statt, die Raumladungsschicht hebt sich deshalb deutlich sichtbar als Dunkelraum gegen das Plasma ab. Der Dunkelraum ist vom Plasma durch eine relativ scharfe Grenze abgetrennt. Diese Plasmagrenze fungiert gewissermaßen als ionenemittierende Fläche, aus der die Ionen mit ihrer thermischen Energie in den Dunkelraum eintreten, wo sie dann von dem dort herrschenden Feld gegen die negative Sonde beschleunigt werden.

Bei der Verwendung als Ionenquelle ist nun nur noch in der Sonde eine geeignete Bohrung anzubringen, durch welche die gegen die Sonde beschleunigten Ionen in den anschließenden Untersuchungsraum eintreten können.

Eine ausführliche Untersuchung der Ionenentnahme mittels einer negativen Sonde aus dem Plasma einer HF-Entladung und eine Diskussion auf Grund der Langmuierischen Sondentheorie enthält eine unveröffentlichte Arbeit von Gehrtzen und Messtorff¹⁰⁾. In dieser Arbeit ist außerdem auch die Verwendung der HF-Entladung als Ionenquelle beschrieben.

3. Untersuchung der Ionenbahnen im Kanal bei der HF-Ionenquelle nach Thonemann und Mitarbeiter und erste Verbesserungen

Zum erstenmal wurde von Thonemann¹¹⁾ über einen erfolgreichen Versuch die Hochfrequenzentladung als Ionenquelle anzuwenden, berichtet. Seine Anordnung wurde dann von Neuert¹²⁾ noch vervollkommen und näher untersucht. Die HF-Entladung wurde bei beiden Autoren in einem 2-Liter-Pyrexkolben angeregt und die Ionen mittels einer ringförmigen negativen Sonde aus der Entladung entnommen. Zu Beginn der eigenen experimentellen Untersuchungen wurden einige Versuche mit dieser Quelle unternommen³⁾. Der dabei erzielte Ionenstrom betrug zwar nur $55 \mu\text{A}$, doch war durch Anwendung einer zusätzlichen negativen zylindrischen Elektrode vor dem Kanal eine Stromsteigerung um den Faktor 5,5 erzielt worden. Diese Stromerhöhung, zunächst als elektrostatische Linseneffekt gedeutet, konnte später als Folge der Raumladungsneutralisation des Ionenstrahls durch Elektronen¹³⁾ nachgewiesen werden (Vgl. S. 46).

Während der Durchführung der oben erwähnten Versuche war besonders durch die Arbeiten ausländischer Autoren ein großer Fortschritt in der Technik der HF-Ionenquellen erzielt worden¹⁴⁾. Ein gewisser Abschluß dieser Entwicklung wurde durch die Ionenquelle von Thonemann und Mitarbeiter¹⁵⁾ erreicht, die sehr gute Eigenschaften besitzt. Deshalb wurde die erste Anordnung, die auch nur einen geringen Atomionenanteil liefert, verlassen, und diese Ionenquelle als Grundlage für die weiteren Untersuchungen genommen.

Abb. 1 zeigt die benutzte Versuchsanordnung. Der Entladungsraum *ER* entsprach dem von Thonemann u. Mitarbeitern angegebenen. Da nach den Überlegungen des 1. Abschnitts vor allem ionenoptische Methoden zur Steigerung des Ionenstroms in Frage kommen, wurde die Möglichkeit vorgesehen, statt der einen Extraktionssonde drei auswechselbare voneinander isolierte Elektroden anzubringen.

¹⁰⁾ J. Messtorff, Dissertation Berlin 1944, unveröffentlicht.

¹¹⁾ P. C. Thonemann, *Nature* **158**, 61 (1946).

¹²⁾ H. Neuert, *Z. Naturforsch.* **4a**, 449 (1949).

¹³⁾ Vgl. Lloyd P. Smith, W. E. Parkins u. A. T. Forrester, *Physic. Rev.* **72**, 989 (1947).

¹⁴⁾ A. G. Ward, *Helv. phys. Acta* **23**, Suppl. III, 27 (1950).

¹⁵⁾ P. C. Thonemann, J. Moffatt, D. Roaf u. J. H. Sanders, *Proc. Phys. Soc.* **61**, 483 (1948).

Wenn man den nutzbaren, d. h. nachbeschleunigbaren und in einen Strahl fokussierbaren Ionenstrom einer Ionenquelle messen will, so darf man nicht etwa den Ionenstrom mit einem Auffänger dicht hinter dem Kanal auffangen, wie dies oft geschieht. Dabei erfaßt man nämlich ein Ionenbündel mit einer viel zu großen Apertur. Es sind aber nur diejenigen Ionen fokussierbar, die durch etwa den halben Durchmesser der derart angebrachten Nachbeschleunigungslinse hindurchtreten, daß diese ein reelles Bild des Kanalausgangs erzeugt. Daraus ergibt sich eine erlaubte Apertur (halber Öffnungswinkel des Strahlkegels) von etwa 6° . Zu einer einwandfreien Messung des nutzbaren Ionenstroms kann man nun zwar den nach einer Nachbeschleunigung erhaltenen Ionenstrahl auffangen,

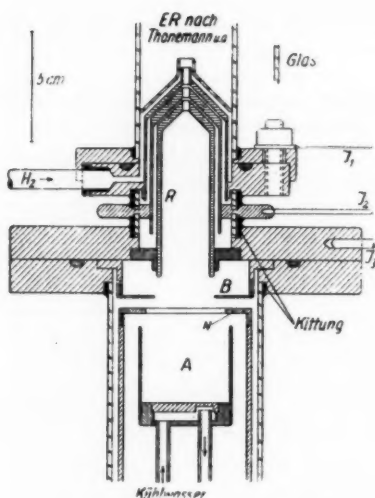


Abb. 1. Versuchsanordnung

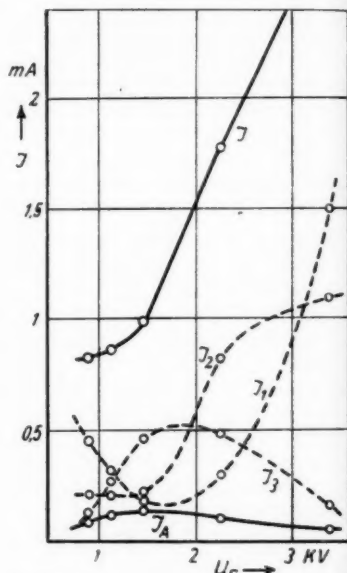


Abb. 2. Nutzbarer Ionenstrom I_4 und Gesamtstrom I , sowie Ströme auf die einzelnen Kanalteile I_1 , I_2 und I_3 in Abhängigkeit von der Sondenspannung U_c . Senderleistung 50 W

doch enthält diese Messung die etwaigen Fehler der Nachbeschleunigung, wie z. B. schlechte Fokussierung, Verlust durch Gasstöße bei ungenügendem Vakuum. In der vorliegenden Arbeit wurde nun der Ionenstrom mit einem Auffänger von der halben Öffnung der Nachbeschleunigungslinse am Ort der letzteren gemessen, so daß dieser Ionenstrom die für die Fokussierbarkeit erforderlichen Bedingungen erfüllte. Dazu wurde das Ionenbündel durch eine Blende B mit einem Durchmesser von 2,5 cm 9 cm hinter dem Kanal ausgeblendet, was etwa den obigen Bedingungen entspricht, wenn man die von Thonemann u. Mitarb. benutzte Nachbeschleunigungsanordnung zugrunde legt. Der durch die Blende B hindurchtretende Ionenstrom wurde mit dem Auffänger A aufgefangen und die Verfälschung der Strommessung durch Sekundärelektronen durch die negative Blende N verhindert.

Zur Anregung der elektrodlosen HF-Ringentladung wurde ein Sender mit einer Frequenz von 20 MHz benutzt. Die verfügbare HF-Leistung betrug bis zu 360 W. Die Ionenquelle wurde mit Wasserstoff betrieben, dieser wurde durch ein

elektrisch geheiztes *Pd*-Röhrchen zugeführt. Der Druck im Entladungsraum betrug bei den meisten Versuchen etwa $2 \cdot 10^{-2}$ mm Hg.

Der bei Thonemann u. Mitarb. aus einem Stück bestehende Kanal wurde in drei voneinander isolierte Teile aufgeteilt (vgl. Abb. 1). Der Kanal hatte in seiner Gesamtheit dieselben Dimensionen wie vorher, einen Durchmesser von 3 mm und eine Länge von 19 mm. Dann wurde der Strom auf die verschiedenen Kanalteile und den Auffänger in Abhängigkeit von der Sondenspannung gemessen. Die drei Kanalteile lagen dabei alle an Erdpotential. In Abb. 2 zeigen die ausgezogenen Kurven den mit dem Auffänger gemessenen nutzbaren Ionenstrom I_A und den Gesamtstrom I , die gestrichelten Kurven die Ströme auf die einzelnen Kanal-

teile in Abhängigkeit von der Sondenspannung U_S bei einer Senderleistung von 50 W. Während der Gesamtstrom I mit der Sondenspannung dauernd zunimmt, hat der Auffängerstrom I_A bei einer bestimmten Sondenspannung ein Maximum, wie dies bisher schon bekannt war. Die Ströme auf die einzelnen Kanalteile steigen nun nicht etwa, wie man es vielleicht erwarten würde, mit der Sondenspannung dauernd an, sondern sie haben charakteristische Extremstellen. Zu einer Deutung dieser Kurven gelangt man folgendermaßen: Bei der für den Auffängerstrom günstigen Sondenspannung hat der Strom auf den ersten Kanalteil I_1 ein tiefes Minimum. Bei dieser Sondenspannung gelangt also der größte Teil der der Entladung entnommenen Ionen zunächst in den Kanal hinein, um dann auf die hinteren Kanalteile aufzutreffen, wie dies die relativ großen Stromanteile auf den zweiten und dritten Kanalteil, I_2 und I_3 , zeigen. Offenbar befindet sich also im oberen Teil des Kanals eine Einschnürungsstelle des Strahlengangs, hinter der die Ionen wieder auseinanderlaufen (vgl. Abb. 3). Einen ähnlichen Strahlverlauf hat man auch bei einem elektronenoptischen System, wie es zur Erzeugung von Elektronenstrahlen, z. B. in der Braunschen Röhre benutzt wird bzw. bei einem elektronenoptischen Immersionsobjektiv¹⁶⁾. Wenn man sich nun noch die ungefähren Potentialverhältnisse vor der Sonde der Ionenquelle überlegt, so sieht man, daß sie ebenfalls analog dem des elektronenoptischen Systems sind. Die Plasmagrenze G als ionenemittierende Fläche entspricht der Kathode des elektronenoptischen Systems, der positiv aufgeladene Glas- bzw. Quarzzylinder W dem Wehnelt-Zylinder und die Sonde entspricht der Anode des elektronenoptischen Systems. Man darf also annehmen, daß zwischen dem Vorgang der Fokussierung der von der Plasmagrenze des untersuchten Ionenextraktionssystems emittierten Ionen und der von der Kathode eines elektronenoptischen Immersionsobjektivs bzw. eines Systems zur Erzeugung von Elektronenstrahlen emittierten Elektronen eine weitgehende Analogie besteht. Die Sammlung der emittierten Teilchen zu einem Strahl hat zur Voraussetzung, daß die strahlende Fläche durch das vor

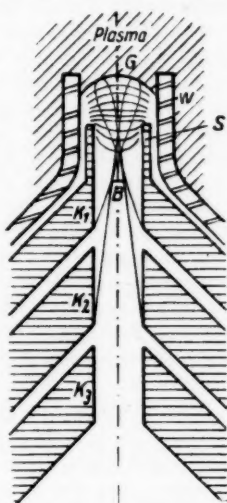


Abb. 3. Unterteilter Kanal und ionenoptisches System

¹⁶⁾ Z. B. Dosse u. Mierdel¹⁷⁾, Abb. 120e u. 122.

¹⁷⁾ J. Dosse u. G. Mierdel, Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, Leipzig 1945.

ihr liegende rotationssymmetrische Feld reell abgebildet wird. Von Bedeutung für die Schärfe der Bündelung ist weiterhin, daß die emittierten Teilchen dabei stark beschleunigt werden, so daß sie gewissermaßen in ein Gebiet größeren Brechungsindex hineinlaufen (Satz von Helmholtz¹⁸⁾).

Man kann also gewissermaßen die Sondenextraktion in Analogie zu den oben angeführten elektronenoptischen Systemen als ionenoptische Abbildung auffassen, wobei das aus Plasmagrenze G , Glaszylinder W und Sonde S bestehende elektronenoptische System ein reelles Ionenbild B der Plasmagrenze im oberen Teil des Kanals entwirft¹⁾. In Abb. 3 sind die Plasmagrenze G , einige Äquipotentialflächen, zwei Elementarbündel des Ionenstrahls und das Ionenbild B schematisch eingezeichnet.

Das oben gewonnene Ergebnis über den Strahlverlauf und die daraus abgeleitete Auffassung über das Wesen der Sondenextraktion als ionenoptische Abbildung sind in mehrfacher Hinsicht von Bedeutung. Einmal erkennt man, daß die Ionen von der Einschnürungsstelle des Strahlengangs aus als ein Bündel großer Apertur ausgehen, und daß daher ein großer Teil der Ionen auf die Kanalwände auftrifft und dadurch verloren geht. Eine Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms ist also vor allem durch Herabsetzung der Bündelapertur hinter der Einschnürungsstelle des Strahlengangs zu erreichen. Andererseits erhält man durch die Auffassung der Sondenextraktion als ionenoptische Abbildung eine gute Handhabe zum Ansetzen von Verbesserungsversuchen des Ionenextraktionssystems. Man muß versuchen, die optischen Daten des Systems derart zu ändern, daß der nutzbare Ionenstrom erhöht wird. Weiterhin kann man die Einsicht in den Verlauf des Ionenstrahls dahingehend ausnutzen, daß man den Strahl möglichst eng mit dem Strömungswiderstand umschließt, wodurch ein kleiner Gasverbrauch erzielt wird.

Eine Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms kann man z. B. dadurch erhalten, daß man die vom Ionenbild B divergent ausgehenden Ionenstrahlen durch eine weitere elektrische Linse sammelt, indem man ein reelles Bild von B entwirft¹⁾. In Ausnutzung der gerade vorhandenen Versuchsanordnung wurde dazu einfach der dritte Kanalteil auf negatives Potential U_L gegen den übrigen Kanal gebracht, so daß dadurch eine elektrische Beschleunigungslinse gebildet wurde. Die erzielte Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms betrug das 3,5fache. Da jedoch auch der Strom über die einzelnen Kanalteile durch zusätzliche Sekundärelektronenemission infolge der Linsenspannung stark zunimmt, und außerdem für diese Anordnung eine weitere Spannungsquelle erforderlich ist, wurde diese Möglichkeit zur Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms bisher nicht weiter ausgebaut.

Weiterhin kann die über den Verlauf der Ionenbahnen gewonnene Erkenntnis zu einer Herabsetzung des Gasverbrauchs ausgenutzt werden, indem an der Einschnürungsstelle des Strahlengangs im oberen Teil des Kanals eine Verengung angebracht wird, wobei der durch den Kanal hindurchtretende Ionenstrom nicht wesentlich abnehmen dürfte. Dazu wurde 2,5 mm hinter dem Kanaleingang ein Einsatz mit einer Bohrung von 1,5 mm Durchmesser, also dem halben Kanaldurchmesser und einer Länge von 1,5 mm angebracht²⁾, wie dies in Abb. 4 gezeigt ist. Durch diese Vorrichtung, die als Kanalblende bezeichnet werden soll, wurde der Gasverbrauch auf etwa die Hälfte herabgesetzt. Gleichzeitig wurde wieder erwarten eine Zunahme des nutzbaren Ionenstroms um das 1,5- bis 2fache fest-

¹⁸⁾ E. Brüche u. A. Recknagel, Elektronengeräte, Berlin 1941.

gestellt. Bei einer Senderleistung von etwa 170 W wurde so ein nutzbarer Ionenstrom von 1,02 mA erzielt.

Die Ergebnisse dieses Abschnittes zeigen schon, daß man durch eine ionenoptische Verbesserung der Sondenextraktion eine beträchtliche Verbesserung von Ionenquellen erreichen kann. Da der Vorgang der Sondenextraktion unabhängig von dem Erzeugungsmechanismus der Ionen ist und nur auf den physikalischen Eigenschaften des Plasmas beruht, sind die gewonnenen Erkenntnisse und Methoden auf jede Gasentladung mit Plasma anwendbar.

Die Auffassung des Extraktionsvorgangs als ionenoptische Abbildung kann auch als Grundlage zu einem Vergleich verschiedener Ionenstrahlerzeugungsmethoden benutzt werden. Während es sich bei Ionenquellen, die mit Sondenextraktion aus einem Plasma arbeiten, ins Lichtoptische übersetzt um die Abbildung einer Fläche durch monochromatisches Licht handelt, hat man es bei Ionenquellen vom Typ des Kanalstrahlrohrs mit der Abbildung eines tiefen Raumes durch mehrfarbiges Licht mittels einer chromatisch nicht korrigierten Linse zu tun. Bei gleicher Voltgeschwindigkeit der austretenden Ionen und gleicher Stromstärke ist deshalb bei der Sondenextraktion eine bessere Abbildung und damit schärfere Konzentration zu erwarten, als beim Kanalstrahlrohr. Auffallend an dem bei Sondenextraktion beobachteten Strahlverlauf ist, daß die sich dicht unterhalb der Plasmagrenze sammelnden Ionen über ein relativ langes Stück als ein gut konzentriertes Bündel verlaufen, während sie dann hinter der Einschnürungsstelle als ein Strahlkegel großer Apertur weitergehen. Diese große Apertur des Ionenbündels kann nur in der Raumladungsabstoßung der Ionen im Bereich der Einschnürungsstelle ihren Grund haben. Gerade in dieser Beziehung ist der Vergleich mit dem Strahlverlauf beim Kanalstrahlrohr interessant, wo nach Messungen von Kamke¹⁹⁾ die Bündelapertur (halber Öffnungswinkel des Strahlkegels) kleiner als $0,5^\circ$ ist, während sie bei der Sondenextraktion nach eigenen Beobachtungen etwa 10 bis 20° beträgt. Die große Apertur des Ionenbündels bei der Sondenextraktion ist geradezu eine Folge der schärferen Abbildung und damit engeren Einschnürung des Strahlengangs. Diese scharfe Strahlkonzentration kann vermutlich durch Anwendung einer geeigneten Kanalblende zu einer wesentlichen Verbesserung der Gasökonomie ausgenutzt werden.

Ward⁶⁾ weist darauf hin, daß die Sondenextraktion stets ein größeres Verhältnis von Strahlintensität zu Gasverbrauch mit sich bringt, als die Ionenentnahme durch Diffusion. Auch diese Tatsache läßt sich auf Grund der ionenoptischen Betrachtungsweise deuten. Bei der Ionenentnahme durch Diffusion liegt die Plasmagrenze am Strömungswiderstand, während bei der Sondenextraktion ein verkleinertes Bild der Plasmagrenze im Strömungswiderstand erzeugt wird. Die Stromdichte im Kanal ist also bei gleicher Ionendichte im Entladungsraum bei der Sondenextraktion wesentlich größer als bei der Diffusionsmethode, und damit bei günstiger Anbringung des Strömungswiderstandes auch das Verhältnis des durch den Kanal hindurchtretenden Ionenstroms zur Menge des hindurchströmenden Gases.

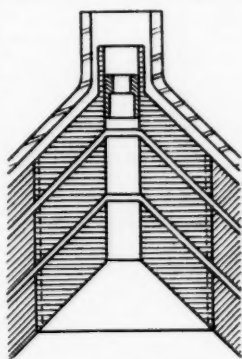


Abb. 4. Unterteilter Kanal mit Kanalblende

4. Ähnlichkeitsgesetze für Ionenquellen

Die Auffassung der Sondenextraktion als ionenoptische Abbildung gestattet die Anwendung von Ähnlichkeitsgesetzen der Elektronenoptik auf dieses Problem (vgl. Abb. 5). Bei einer ähnlichen Vergrößerung des aus Sonde und Glaszylinder bestehenden Extraktionssystems um den Faktor k und einer Erhöhung der Sonden-

¹⁹⁾ K. Deutscher u. D. Kamke, Z. Physik **135**, 380 (1953).

spannung derart, daß der Abstand der Plasmagrenze im gleichen Verhältnis vergrößert wird, wird die Plasmagrenze selbst im gleichen Maße ähnlich mitvergrößert. Die Ionenemission der Plasmagrenze steigt mit deren Flächeninhalt, also mit k^2 . Da nach einem Ähnlichkeitsgesetz der Elektronenoptik¹⁸⁾ bei einer ähnlichen Vergrößerung des gesamten ionenoptischen Systems die Ionenbahnen ähnlich mitvergrößert werden, und nach einem weiteren Ähnlichkeitsgesetz der Elektronenoptik¹⁹⁾ bei einer Änderung der Potentiale an allen Elektroden im gleichen Verhältnis die Ionenbahnen erhalten bleiben, muß der gleiche Bruchteil der von der vergrößerten Plasmagrenze emittierten Ionen durch den ähnlich vergrößerten Kanal hindurchgelangen wie vor der Vergrößerung. Der Glaszylinder oberhalb der Sonde befindet sich auf hohem positivem Potential, und es ist anzunehmen,

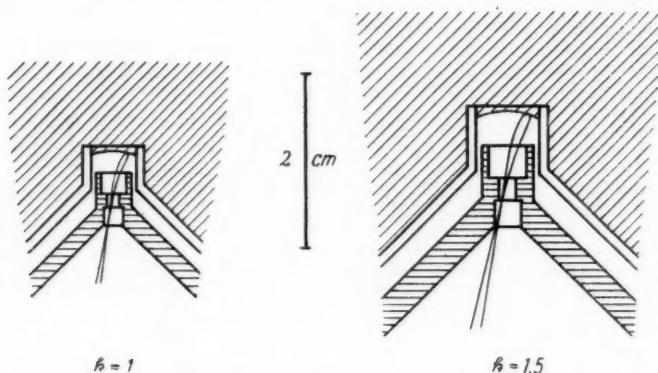


Abb. 5. Zum Ähnlichkeitsgesetz für Ionenextraktionssysteme

daß dieses Potential im gleichen Verhältnis wie die Sondenspannung erhöht wird. Berücksichtigt man nun noch die Formel für den Strömungswiderstand des Kanals²⁰⁾ so gelangt man zu folgendem „Ähnlichkeitsgesetz für Ionenextraktionssysteme“:

Bei einer ähnlichen Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Ionenextraktionssystems einschließlich Plasmagrenze um den Faktor k nehmen Ionenstrom und Gasverbrauch der Ionenquelle um k^2 zu bzw. ab. Dabei ist zur ähnlichen Mitvergrößerung bzw. -verkleinerung der Plasmagrenze die Sondenspannung entsprechend zu erhöhen bzw. zu erniedrigen. (Die übrigen Daten der Ionenquelle, wie Gestalt und Größe des Entladungsraums, Gasdruck, Leistung und damit Ionendichte, sind dabei konstant zu halten.)

Nicht explizite berücksichtigt wurde bei der Ableitung des Ähnlichkeitsgesetzes, daß das Potentialfeld des ionenoptischen Systems zum großen Teil durch Raumladungen (der Ionen) bedingt ist. Doch ist diese Voraussetzung wohl implizite in der Abhängigkeit der Tiefe der positiven Raumladungsschicht von der Sondenspannung enthalten, d. h. die Potentiale einander entsprechender Raumstellen werden wohl ebenfalls im gleichen Verhältnis wie die Sondenspannung mitgeändert werden. An dieser Stelle besteht also noch eine Lücke in der exakten Ableitung des Ähnlichkeitsgesetzes. Ein strenger Beweis wird im 8. Abschnitt angegeben werden. Außerdem wurde vorausgesetzt, daß sowohl Ionendichte als auch Potential im Plasma konstant seien. Diese Voraussetzung ist jedoch

²⁰⁾ M. Knoll, F. Ollendorff, R. Rompe, Gasentladungstabellen, Berlin 1935.

nach der Diffusionstheorie der Niederdrucksäule¹⁷⁾ nicht erfüllt, vielmehr nehmen danach sowohl Ionendichte als auch Potential nach den Glaswänden zu ab.

Wenn also auch nur eine angenäherte Gültigkeit des obigen Ähnlichkeitsgesetzes zu erwarten ist, so gestattet es doch, in gewissen Grenzen aus einem bekannten Extraktionssystem ein solches für einen vorgeschriebenen Ionenstrom abzuleiten und hat deshalb großen praktischen Wert für den Entwurf von Ionenquellen. Ergibt ein bekanntes Ionenextraktionssystem einen bestimmten Ionenstrom, so erhält man einen z. B. um den Faktor p höheren Ionenstrom durch ähnliche Vergrößerung des Ionenextraktionssystems um den Faktor $k = \sqrt[p]{p}$. Dabei steigen Ionenstrom und Gasverbrauch proportional miteinander an. Sollte bei diesem Vorgehen der zuglassene Gasverbrauch vor Erreichen des verlangten Ionenstroms überschritten werden, so ist zu einer weiteren Steigerung des Ionenstroms bis zum verlangten Wert die Ionendichte im Plasma zu erhöhen. Eine Erniedrigung des Ionenstroms erhält man entsprechend durch eine ähnliche Verkleinerung des Ionenextraktionssystems.

Außer dem oben angegebenen praktischen Wert für den Entwurf von Ionenquellen hat das Ähnlichkeitsgesetz auch noch eine prinzipielle Bedeutung für die Untersuchungen zur Entwicklung eines möglichst leistungsfähigen Ionenextraktionssystems. Da ähnliche Ionenextraktionssysteme gleichwertig und aufeinander umrechenbar sind, fällt ein Parameter des Ionenextraktionssystems, nämlich seine absolute Größe, heraus. Man kann sich also bei der Untersuchung von Ionenextraktionssystemen auf eine experimentell bequeme Größe beschränken.

Zu einer ersten experimentellen Überprüfung des Ähnlichkeitsgesetzes für Ionenextraktionssysteme wurde das bisher benutzte Extraktionssystem mit Kanalblende um den Faktor 1,5 ähnlich vergrößert. Der Durchmesser des Kanals betrug nun also 4,5 mm, der Durchmesser der Kanalblende 2,2 mm. Die Erhöhung des Ionenstroms betrug wie erwartet etwas über das 2fache ($1,5^2 = 2,25$). So wurde z. B. bei einer Senderleistung von etwa 130 W mit dem größeren System ein nutzbarer Ionenstrom von 1,68 mA erhalten, während das ursprüngliche System bei der gleichen Senderleistung einen Ionenstrom von 0,76 mA ergeben hatte. Zu einer strengen Prüfung des Ähnlichkeitsgesetzes müßten allerdings die übrigen Betriebsbedingungen der Ionenquelle genauer konstant gehalten werden, als es mit den vorhandenen Mitteln möglich war.

Ein weiteres Ähnlichkeitsgesetz für Ionenquellen erhält man durch Anwendung des aus der Gasentladungsphysik bekannten Ähnlichkeitsgesetzes über die Konstanz von Strom und Spannung bei ähnlicher Änderung aller Längendimensionen der Entladung (also auch der freien Weglänge¹⁷⁾) und einer gleichzeitigen Anwendung der Formel für den Strömungswiderstand des Kanals²⁰⁾. Im Spezialfall der HF-Ionenquelle sind dabei außerdem die Ähnlichkeitsgesetze für die Bahnen in hochfrequenten Wechselfeldern¹⁾ zu berücksichtigen. Das damit erhaltene Ähnlichkeitsgesetz soll vorläufig als „Ähnlichkeitsgesetz für die gesamte Ionenquelle“ bezeichnet werden. Es lautet:

Bei einer ähnlichen geometrischen Änderung der gesamten Ionenquelle um den Faktor k und einer Änderung des Gasdrucks mit k^{-1} bleibt der Ionenstrom unter Konstanthaltung der Spannungen konstant und der Gasverbrauch ändert sich mit k .

Im Spezialfall der HF-Ionenquelle sind außerdem die Frequenz und die Stärke eines etwa angewendeten Magnetfeldes um k^{-1} zu ändern, die Sondenspannung und die HF-Spannung sind konstant zu halten.

Ein drittes Ähnlichkeitsgesetz erhält man durch Kombination der beiden ersten Ähnlichkeitsgesetze. Es soll als „Ähnlichkeitsgesetz für den Entladungsraum von Ionenquellen“ bezeichnet werden und lautet:

Bei einer ähnlichen Änderung des Entladungsraumes einer Ionenquelle mit Sondenextraktion um den Faktor k und einer Änderung des Gasdrucks um k^{-1} ändert sich der Ionenstrom um k^{-2} und der Gasverbrauch um k^{-1} . Die Größe des Ionenextraktionssystems und die Brennspannung der Entladung sind dabei konstant zu halten, die Sondenspannung ist derart zu ändern, daß wieder auf das Maximum des nutzbaren Ionenstroms eingestellt ist.

Im Sonderfall der HF-Ionenquelle ist wieder die HF-Spannung konstant zu halten, die Frequenz und ein etwa angewendetes Magnetfeld sind mit k^{-1} zu ändern.

Während das zweite Ähnlichkeitsgesetz für alle Ionenquellen gültig ist, ist es das erste und das dritte nur für Ionenquellen mit Sondenextraktion. Die Ähnlichkeitsgesetze gelten unter den gleichen Voraussetzungen und mit derselben Genauigkeit wie die zur Ableitung benutzten Gesetze und Beziehungen. Für das spezielle Thema der vorliegenden Arbeit, die Untersuchung der Sondenextraktion, ist vor allem das Ähnlichkeitsgesetz für Ionenextraktionssysteme von Bedeutung. Es wurde deshalb auch auf eine experimentelle Bestätigung der beiden anderen Ähnlichkeitsgesetze verzichtet. Für den Entwurf von Ionenquellen vorgegebener Betriebsdaten sind jedoch auch sie von Wichtigkeit. Interessant ist auch, daß nach dem zweiten Ähnlichkeitsgesetz eine ähnlich kleinere Ionenquelle hinsichtlich des Verhältnisses von Ionenstrom zu Gasverbrauch günstiger ist als eine größere.

5. Untersuchungen zur Kanalblende

In Ausnutzung der Einsicht in den Strahlverlauf war im oberen Teil des Kanals eine als Kanalblende bezeichnete Verengung angebracht worden, wodurch außer der Herabsetzung des Gasverbrauchs wider Erwarten auch noch eine Zunahme des nutzbaren Ionenstroms erzielt worden war (S. 40). Durch systematische Untersuchungen wurden nun weitere Einsichten über die Wirkung der Kanalblende gewonnen. Da die Messungen mit dem unterteilten Kanal einen Überblick über den Verlauf der Ionenbahnen im Kanal ergeben haben, wurden die Versuche mit solchen unterteilten Kanälen (vgl. Abb. 4) durchgeführt. Dabei wurde zum Teil das ursprüngliche Ionenextraktionssystem (Kanal Durchmesser 3 mm), zum Teil das um den Faktor 1,5 ähnlich vergrößerte System (Kanal Durchmesser 4,5 mm) verwendet.

Die Variation des Abstandes der Kanalblende vom oberen Kanalrand ergab, daß der nutzbare Ionenstrom wenig von diesem Abstand abhängt, sofern man die Kanalblende im oberen Teil des Kanals anbringt. Diese Messung wurde mit dem kleineren Ionenextraktionssystem durchgeführt. Der Durchmesser der Kanalblendenbohrung betrug dabei 1 mm. Am günstigsten scheint die Anbringung etwa 1 Kanal Durchmesser unterhalb des Kanalrandes zu sein. Das Einsetzen der Kanalblende ganz oben, so daß die Kanalblende mit dem oberen Kanalrand abschließt, ergibt nicht nur einen um etwa die Hälfte kleineren Ionenstrom, sondern auch einen höheren Strom über die Sonde und eine starke Zerstäubung derselben. Die durch das Einsetzen der Kanalblende erhaltene Sondenform kann man sich auch dadurch entstanden denken, daß man vor einem engen Kanal einen Vorsatz mit einem größeren Durchmesser anbringt, wodurch die Sonde die Gestalt eines Topfes erhält (vgl. Abb. 4). Die obigen Versuchsergebnisse zeigen, daß durch diese Formänderung eine Steigerung des nutzbaren Ionenstroms auf etwa das Doppelte sowie eine Herabsetzung der Zerstäubung der Sonde erzielt wird.

Des weiteren wurde beim größeren Ionenextraktionssystem (Kanalweite 4,5 mm) der Durchmesser der Kanalblendenbohrung variiert. Die Länge der Kanalblendenbohrung betrug etwa 0,3 mm. Dabei ergab sich, daß der gesamte aus der Entladung entnommene Ionenstrom bis zu Kanalblendenbohrungen, die etwa $\frac{1}{5}$ des Kanaldurchmessers betragen, durch die Kanalblende unter Erhalt guter Betriebsbedingungen hindurchgeht. Abb. 6 zeigt als Beispiel einer solchen Messung den nutzbaren Ionenstrom I_A und die Ströme auf den ersten und dritten Kanalteil als Funktion der Sondenspannung bei einer Kanalblende von 1 mm Durchmesser, also dem 4,5. Teil des Kanaldurchmessers, und einer Senderleistung von etwa 260 W. Man sieht, daß bei Einstellung der Sondenspannung auf optimale Bedingungen der ganze Ionenstrom durch die Kanalblende hindurchgeht ($I_1 = 0$), daß aber ein großer Teil der Ionen infolge zu großer Apertur des aus der Kanal-

blende austretenden Ionenbündels verlorengeht (I_3), ein Ergebnis, das immer wieder beobachtet wurde. Auch bei einer Kanalblendenbohrung von etwa $1/10$ Kanaldurchmesser (0,5 mm) trat der gesamte Ionenstrom durch die Kanalblende hindurch, und zwar waren es bei 140 W Senderleistung 1,5 mA. Doch war zum Einstellen des Ionenstrommaximums eine im Hinblick auf die relativ geringe Senderleistung ziemlich hohe Sondenspannung (7,8 KV) notwendig. Eine solche enge Kanalblende scheint deshalb für den Dauerbetrieb ungeeignet zu sein, doch erkennt man aus dieser Messung die scharfe Konzentration des Ionenstrahls an der Einschnürungsstelle.

Beim kleinen Ionenextraktionssystem (Kanal Durchmesser 3 mm) wurde die Länge einer 1 mm weiten Kanalblendenbohrung variiert. Es zeigte sich dabei, daß bis zu einer Länge von 4 mm der gesamte Ionenstrom durch die Kanalblende hindurchgelangt. Mit dem größeren Ionenextraktionssystem und einer Kanalblende von 1,5 mm Durchmesser und 4 mm Länge betrug der nutzbare Ionenstrom bei einer Senderleistung von 260 W nahezu 3,5 mA.

Beim Arbeiten mit Kanalblenden, besonders bei solchen mit hohem

Strömungswiderstand, besteht nun schon ein wesentlicher Teil (etwa 50%) der durch die Kanalblendenbohrung hindurchgelangenden Teilchen aus Ionen. Man erkennt dies unmittelbar daran, daß beim Einschalten der Sondenspannung der Druck im Nachbeschleunigungsraum leicht ansteigt, und der Druck im Entladungsraum etwas abnimmt, ein Effekt, der ohne Kanalblende nicht beobachtet wurde.

Eine Möglichkeit zu einer noch stärkeren Herabsetzung des Gasverbrauchs besteht darin, daß man den Kanal hinter der Kanalblende der Gestalt des Ionenstrahls anpaßt, indem man den Kanal stufenförmig oder konisch ausführt. Dabei wird es zweckmäßig sein, die Abmessungen so zu wählen, daß gerade ein Ionenbündel mit der erlaubten Apertur ausgeblendet wird.

Die bisher durch die Kanalblende erzielte Erhöhung des Strömungswiderstandes mit einer entsprechenden Herabsetzung des Gasverbrauchs beträgt etwa das 5fache. Bei systematischer Fortsetzung der Versuche ist jedoch sicherlich noch eine wesentliche weitere Verbesserung in dieser Hinsicht möglich. Gleich-

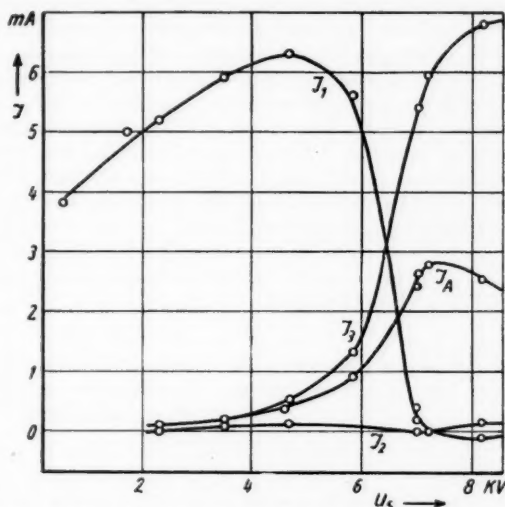


Abb. 6. Nutzbarer Ionenstrom I_A und Ströme auf den 1. und 3. Kanalteil I_1 und I_3 in Abhängigkeit von der Sondenspannung U_s beim größeren Extraktionssystem mit Kanalblende. Kanalblendenbohrung 1 mm weit und 0,3 mm lang. Senderleistung 260 W. Druck im Entladungsraum $2,1 \cdot 10^{-2}$ mm Hg

zeitig wurde eine Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms um den Faktor 1,5 bis 2 beobachtet, so daß die Kanalblende eine Verbesserung der Gasökonomie um etwa den Faktor 7 bis 10 ergibt. Die Kanalblende hat außerdem den Vorteil, daß sie die Sekundärelektronenemission aus dem Kanal verhindert, wodurch eine zusätzliche Belastung des Entladungsgefäßes durch die im oberen Teil desselben aufrallenden Sekundärelektronen vermieden wird.

Zur Erklärung der stromerhöhenden Wirkung der Kanalblende können verschiedene Effekte herangezogen werden. Einmal besteht die Möglichkeit, daß die durch die Kanalblende hervorgerufene Gestaltänderung des Ionenextraktionsystems eine Änderung der optischen Eigenschaften des Systems zugunsten des nutzbaren Ionenstroms hervorruft. Von Einfluß wird sicher auch die Abnahme des Drucks im Untersuchungsraum sein, die sich bei Anwendung der Ionenquelle in einer Anlage mit Nachbeschleunigung, also bei längeren Ionenwegen, wohl noch stärker auswirkt. Eine weitere Erklärung der stromerhöhenden Wirkung der Kanalblende erhält man durch den verschiedenen Verlauf des Druckes in Kanälen mit und ohne Kanalblende. Während man beim Kanal mit Kanalblende hinter derselben bereits Hochvakuum hat, laufen die Ionen im Kanal ohne Kanalblende auf einem längeren Weg in einem Bereich mit höherem Druck. Der Ionenverlust durch die Stöße an Gasmolekülen im Kanal wird also ohne Kanalblende größer sein als mit Kanalblende.

6. Erhöhung des nachbeschleunigbaren Ionenstroms durch Konzentration des aus dem Kanal austretenden Ionenbündels mittels einer elektrischen Linse („Ionenkondensor“)

Aus dem Verlauf der Ströme auf die verschiedenen Kanalteile als Funktion der Sondenspannung, wie er z. B. in Abb. 6 gezeigt ist, sieht man, daß zwar alle von der Plasmagrenze emittierten Ionen durch den 1. Kanalteil mit der Kanalblende hindurchgelangen, daß aber dann ein großer Teil auf die rückwärtigen Kanalteile und das Rohr *R* (vgl. Abb. 1) auftrifft, also wegen zu großer Apertur des aus der Kanalblende austretenden Ionenbündels verlorengeht. Danach wäre also eine beträchtliche Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms durch Herabsetzung der Bündelapertur möglich. Dazu könnte man, wie auf S. 40 schon ausgeführt, die Ionen mittels einer elektrischen Beschleunigungslinse zwischen dem 2. und 3. Kanalteil sammeln, doch soll dieser Weg wegen der schon dort erwähnten Nachteile nicht beschritten werden.

Da nach den Ergebnissen des vorhergehenden Abschnitts der Strömungswiderstand der Kanalblende genügend hoch gemacht werden kann, kann man auf die zwei hinteren Kanalteile als Strömungswiderstand verzichten. Das aus der Kanalblende austretende Ionenbündel wurde nun durch eine elektrische Einzellinse²¹⁾ großer Öffnung konzentriert. Da eine solche Linse mit positivem Mittelpotential arbeitet, kann man die Linsenspannung durch Unterteilung der Sondenspannung erhalten, oder noch besser, man stellt die Linse so ein, daß sie mit der Sondenspannung als Mittelpotential gut konzentriert. Abb. 7 zeigt den Strahlengang. Die beste Konzentration erhält man, wenn man den Kanalausgang durch die Konzentrationslinse am Ort der (ersten) Nachbeschleunigungslinse, bzw. bei der verwendeten Versuchsanordnung in der Blende *B*, abbildet. Zur

²¹⁾ E. Brüche u. O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, Berlin 1934.

weiteren Fokussierung kann man nun allerdings nicht mehr den Kanalausgang durch die Nachbeschleunigungslinse abbilden, statt dessen muß ein Strahlquerschnitt hinter der Einzellinse als Gegenstand für die Abbildung durch die Nachbeschleunigungslinse benutzt werden. Man kann dazu einen Strahlquerschnitt zwischen Konzentrationslinse und Nachbeschleunigungslinse durch eine Blende S

abgrenzen. Am besten ist dazu der Strahlquerschnitt in der Brennebene der Konzentrationslinse, der sog. Brennfleck, geeignet. Es sind also zwei Abbildungsbedingungen zu erfüllen: Die Konzentrationslinse hat den Kanalausgang in der Nachbeschleunigungslinse abzubilden, und die Nachbeschleunigungslinse muß ein reelles Bild der Blende bzw. des Strahlquerschnitts erzeugen. Aufgabe und Strahlengang der Konzentrations-

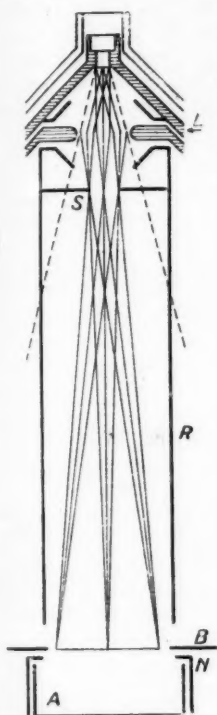


Abb. 7. Extraktionssystem mit Ionenkondensor und Strahlengang

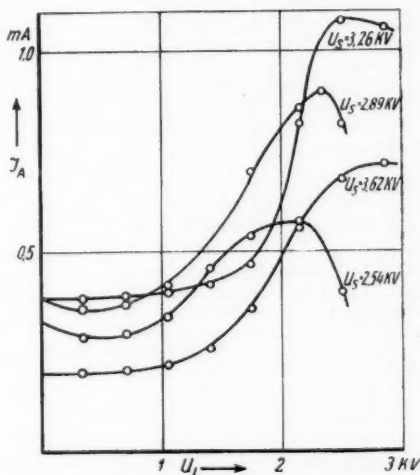


Abb. 8. Nutzbarer Ionenstrom I_A als Funktion der Linsenspannung U_L am Ionenkondensor bei verschiedenen Sondenspannungen U_S . Kleines Ionenextraktionssystem und Ionenkondensor mit 6 mm Öffnung. Senderleistung 100 W

linse sind analog dem des Kondensors in der Lichtoptik, z. B. beim Bildwerfer, weshalb die Konzentrationslinse als „Ionenkondensor“ bezeichnet werden soll.

Es ist nun zu überlegen, an welcher Stelle der Ionenkondensor am besten angebracht wird. Eine Anbringung nahe am Kanalausgang ist auf jeden Fall zu fordern, da sonst der durch die Nachbeschleunigungslinse abzubildende Strahlquerschnitt zu nahe an diese rückt. Außerdem ist die Größe des Brennflecks proportional der Brennweite¹⁸⁾, sie nimmt also bei Vergrößerung des Abstandes des Ionenkondensors vom Kanalausgang zu. Der Brennfleck soll jedoch nicht zu groß sein, da er als Gegenstand für die Abbildung durch die Nachbeschleunigungslinse dient und somit den Querschnitt des von der Nachbeschleunigungslinse erzeugten Strahls wesentlich bestimmt. Den obigen Argumenten ist entgegenzuhalten, daß die Apertur des Ionenbündels hinter dem Ionenkondensor mit der

Verringerung des Abstandes des Ionenkondensors vom Kanalausgang größer wird. Man kann also den Ionenkondensor auch nicht zu nahe an dem Kanalausgang anbringen. Günstige Bedingungen erhält man, wenn man den Ionenkondensor möglichst nahe an dem Kanalausgang anbringt, jedoch so, daß das vom Ionenkondensor in der Nachbeschleunigungslinse erzeugte Ionenbild nicht größer als die Hälfte des Durchmessers der Nachbeschleunigungslinse ist.

Es wurde zunächst eine Einzellinse mit einer Öffnung von 6 mm bei einer Gegenstandsweite von 14 mm verwendet. Die Linse war der von Johansson und Scherzer²²⁾ untersuchten geometrisch ähnlich. Eine Blende in der Brennebene war noch nicht eingesetzt. Abb. 8 zeigt den nutzbaren Ionenstrom bei einer Senderleistung von 100 W mit dem kleineren Extraktionssystem und einer

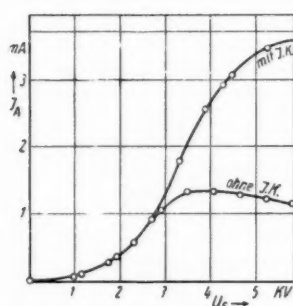


Abb. 9. Nutzbarer Ionenstrom I_A ohne und mit Ionenkondensor in Abhängigkeit von der Sondenspannung U_s bei einem konstanten Spannungsverhältnis $U_L/U_s = 1$. Größeres Ionenextraktionssystem und Ionenkondensor mit 12 mm Weite. Senderleistung 200 W

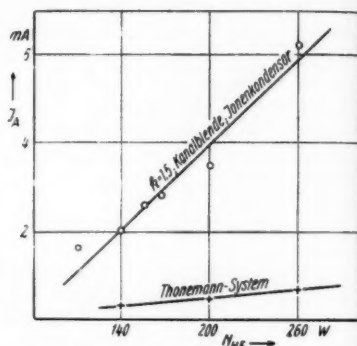


Abb. 10. Nutzbarer Ionenstrom I_A mit dem Ionenextraktionssystem nach Thomann u. Mitarb. und mit dem um 1,5 größeren System mit Kanallinse und Ionenkondensor mit 12 mm Öffnung in Abhängigkeit von der Senderleistung N_{HF}

Kanallinse bei verschiedenen Sondenspannungen als Funktion der positiven Linsenspannung an der Mittelelektrode des Ionenkondensors. Die Stromerhöhung durch den Ionenkondensor beträgt das 2- bis 3fache. Da die Brennweite einer solchen Linse nur vom Spannungsverhältnis abhängt, liegen die Maxima des I_A immer beim gleichen Spannungsverhältnis U_L/U_s . Es beträgt in diesem Falle 0,78. Ein Vergleich mit der Brennweitenkurve von Johansson und Scherzer ergibt, daß bei diesem Spannungsverhältnis der Ausgang der Kanallinse in der Blende B (Abb. 7) abgebildet wird, wie es zu erwarten ist.

Nun wurden noch Versuche mit einem Ionenkondensor unternommen, dessen Mittelelektrode eine Öffnung von 12 mm hatte. Die Gegenstandsweite betrug 20 mm. Damit konzentrierte der Ionenkondensor gerade beim Spannungsverhältnis 1 optimal. Der Ionenkondensor konnte also an die positive Elektrode der Sondenspannung angeschlossen werden. Es wurde das größere Ionenextraktionssystem mit Kanallinse verwendet. Abb. 9 zeigt den nutzbaren Ionenstrom

²²⁾ W. Johansson u. O. Scherzer, Z. Physik 80, 183 (1933).

ohne und mit Ionenkondensor als Funktion der Sondenspannung bei einer Senderleistung von 200 W. Die Stromsteigerung durch den Ionenkondensor beträgt das 2,8fache. In Abb. 10 ist schließlich der nutzbare Ionenstrom für dasselbe System mit Ionenkondensor und zum Vergleich für das Extraktionssystem nach Thonemann u. Mitarb. in Abhängigkeit von der Senderleistung aufgetragen. Bei einer Senderleistung von 260 W wurde ein Ionenstrom von 6 mA gemessen. Der Gasverbrauch betrug dabei etwa $10 \text{ cm}^3/\text{h}$. Etwa 40% der durch den Kanal hindurchtretenden Teilchen sind nachbeschleunigbare Ionen, während dieser Anteil bei dem ursprünglichen System nur etwa 2% betrug⁶⁾.

Die obigen Untersuchungen zeigen, daß man durch Anwendung des Ionenkondensors einen wesentlichen Teil des bei der Sondenextraktion mit den bisher verwendeten Extraktionssystemen durch zu große Bündelapertur verlorengehenden Ionenstroms nutzbar machen kann. Eine Verbesserung des Verfahrens wäre eventuell durch Verwendung einer für das vorliegende Problem geeigneteren Linsenform zu erreichen. Wichtig ist vor allem, daß bei der Linse das Verhältnis von Öffnung zu Brennweite groß ist, so daß der Ionenkondensor einen Ionenkegel mit großer Apertur erfaßt. Eine bessere Konzentration des Ionenstrahls und damit weitere Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms wäre auf jeden Fall dadurch zu erreichen, daß man entweder die dritte Linsenelektrode allein oder auch die erste und die dritte Linsenelektrode zusammen auf ein um einige KV tieferes Potential als das der Sonde legt. Bei Verwendung einer magnetischen Linse als Ionenkondensor könnte man außer der Stromsteigerung auch noch eine Aussonderung unerwünschter Ionensorten z. B. von Molekülionen erzielen.

Eine weitere Möglichkeit zur Herabsetzung der Bündelapertur und damit Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms besteht darin, daß man die Raumladung des Ionenstrahls im Bereich der Verengung des Strahlengangs durch Einbringen von Elektronen neutralisiert¹³⁾. Dazu muß man verhindern, daß die Elektronen, dem starken Potentialgefälle der Sondenspannung folgend, aus dem Gebiet der Einschnürung des Ionenstrahls herauslaufen. Dies kann z. B. durch eine negative Blende vor dem Kanal, wie dies im Prinzip schon auf S. 37 ausgeführt ist, geschehen. Durch Anwendung dieser Methode wurde mit dem größeren System mit Kanalblende eine Erhöhung des nutzbaren Ionenstroms um den Faktor 2 erzielt und dabei mit einer Senderleistung von 260 W ein Ionenstrom von 5 mA erreicht. Es sind Versuche zur weiteren Verbesserung dieser Methode im Gange.

7. Zur Bedeutung der Form des Ionenextraktionssystems

Die im 3. und 5. Abschnitt dargelegten Untersuchungen haben ergeben, daß bei der Ionenextraktion aus einem Plasma, mittels dem von Thonemann u. Mitarb. angegebenen Extraktionssystem ein scharf fokussierter Ionenstrahl entsteht, und daß bei diesem Extraktionsvorgang gewissermaßen eine ionenoptische Abbildung der Plasmagrenze stattfindet. Weiterhin hat sich gezeigt, daß die Ionen hinter der Einschnürungsstelle des Strahls als ein Bündel großer Apertur weiterverlaufen, so daß ein großer Teil der der Entladung entnommenen Ionen für die Nachbeschleunigung und weitere Fokussierung verlorengeht. Der oben angegebene Ionenkondensor stellt einen möglichen Weg zur Vermeidung oder doch wenigstens Herabsetzung dieses Ionenverlustes dar. Auf Grund der ionenoptischen Auffassung der Sondenextraktion müßte es nun aber auch möglich sein, durch eine zweckmäßige geometrische Abänderung des Ionenextraktionssystems die optischen

Daten derart zu verändern, daß die Apertur des Ionenbündels von vornherein den zugelassenen Wert nicht oder nur wenig überschreitet. Um einen Einblick in die darin liegenden Möglichkeiten zu geben, sollen nun einige Ionenextraktionssysteme mit verschiedenen charakteristischen Formen untersucht werden.

Die untersuchten Ionenextraktionssysteme sind in Abb. 11 zusammengestellt. Das System *a* ist im wesentlichen mit dem bisher benutzten System identisch, nur daß der als Wehneltzylinder fungierende Glaszylinder durch einen Metallzylinder *Z*, der auf das Potential des Plasmas gebracht wurde, ersetzt ist. Eine wesentliche Änderung der Form des Ionenextraktionssystems wurde nach Abb. 11b unter Beibehaltung der sonstigen Versuchsanordnung dadurch erhalten, daß der

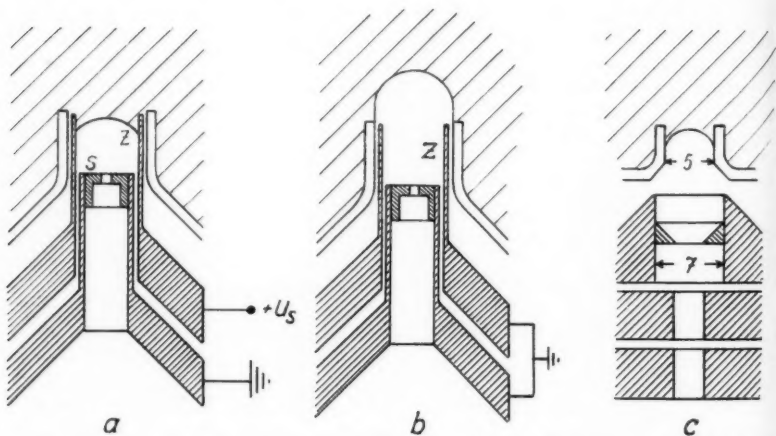


Abb. 11. Ionenextraktionssysteme verschiedener Form. a) Ionenextraktionssystem mit „Wehneltzylinder“ aus Metall, b) System ohne „Wehneltzylinder“, c) System mit weiterem Kanal (Maße in mm)

Zylinder *Z* mit der Kanallende zusammen auf negatives Potential gegenüber dem Plasma gebracht wurde, die nun beide zusammen die Sonde darstellen, während ein „Wehneltzylinder“ vollkommen fehlt. Beim System *c* sollen die optischen Daten gegenüber dem ursprünglichen System dadurch geändert werden, daß sich die Sonde mit einem größeren Durchmesser als der Glaszylinder unterhalb desselben befindet.

Mit diesen verschiedenen Ionenextraktionssystemen wurden nun die Ströme auf die verschiedenen Elektroden und der nutzbare Ionenstrom als Funktion der Sondenspannung und als Funktion der Senderleistung gemessen. Diese Versuche hatten das unerwartete Ergebnis, daß bei allen drei Systemen ein scharf fokussierter Ionenstrahl gebildet wird, und daß, wenn man auf die gleiche Größe der Plasmagrenze bezieht, der nutzbare Ionenstrom und wahrscheinlich auch die Apertur des Ionenbündels etwa gleich groß sind. Die Formierung des Ionenstrahls scheint also von der Gestalt der Begrenzungsflächen des Ionenextraktionssystems weitgehend unabhängig zu sein. Selbst eine so tiefgreifende Veränderung, wie ihn das Weglassen des „Wehneltzylinders“ bedeutet, ergab keine wesentliche Veränderung.

8. Weitere Betrachtungen zur Sondenextraktion

Die diesem Abschnitt zugrunde liegenden Gedankengänge sind sehr ausführlich in der Dissertation⁴⁾ des Verfassers behandelt. Im folgenden sollen nur die wichtigsten Ergebnisse dieser Überlegungen angegeben werden.

Die im letzten Abschnitt mitgeteilten Versuchsergebnisse zeigen, daß die der Fokussierung der Ionen bei der Sondenextraktion zugrunde liegende ionenoptische Abbildung der Plasmagrenze etwas grundlegend anderes ist, als die in der herkömmlichen Elektronenoptik gewöhnlich vorkommenden Abbildungen. Während die letzteren im wesentlichen durch raumladungsfreie Felder vermittelt werden, deren optische Eigenschaften durch Form und Potential der Begrenzungsflächen bestimmt sind, liegt bei der Sondenextraktion gerade der andere Grenzfall, nämlich der eines typischen Raumladungsfeldes, vor. Der Verlauf des Potentials zwischen Plasmagrenze und Sonde wird im wesentlichen durch die Raumladungen der Ionen bestimmt. Die Form der Begrenzungsflächen des Systems scheint einen höchstens geringfügigen Einfluß auf diesen Potentialverlauf und damit auf den Verlauf der Ionenbahnen zu haben. Vermutlich ist die Rotationssymmetrie der Anordnung eine ausreichende Bedingung für das Eintreten der Strahlbildung bei genügend hoher Sondenspannung, denn einmal hat sich der Strahlverlauf als weitgehend unabhängig von der Form des Systems ergeben und andererseits wurde bei allen bisher untersuchten rotationssymmetrischen Sondenarrangierungen Strahlbildung beobachtet. So ist z. B. die Anwesenheit eines positiv aufgeladenen Glas- bzw. Quarzzyklinders vor der Sonde für die Fokussierung der Ionen gar nicht unbedingt notwendig, vielmehr wird sich ein solcher zylindrischer Isolator zwischen einer negativen Sonde und der Plasmagrenze gerade so aufladen, daß das Raumladungsfeld des Ionenstrahls in der richtigen Weise in das raumladungsfreie Feld außerhalb des Strahls übergeht. Von besonderer Bedeutung für die Fokussierung, also dafür, daß die zugrunde liegende Abbildung reell ist, dürfte jedoch die zur Sonde konkave Gestalt der Plasmagrenze sein. Diese charakteristische konkave Form stellt sich aber bei allen rotationssymmetrischen Sondenarrangierungen bei genügend hoher Sondenspannung ein.

Ein gewisser Einfluß der Form des Ionenextraktionssystems auf die Größe des nutzbaren Ionenstroms ergibt sich durch die Ausblendung des Strahls durch den Sondenkanal, sowie auch durch die Länge des Weges zwischen Plasmagrenze und wirkungsvollem Strömungswiderstand wegen der in diesem Gebiet stattfindenden Verluste durch Stöße an Gasmolekülen (vgl. S. 46). Außerdem beeinflusst die Anwesenheit von Isolatoren (Glas- oder Quarzzyklinder) den Verlauf von Ionendichte und Potential im Plasma und damit die Gestalt der Plasmagrenze und die Formierung des Ionenbündels. Die sich aus diesen Überlegungen ergebende Bedeutung der Form des Systems für den Strahlverlauf und die Größe des Ionenstroms ist jedoch nicht grundlegender Natur. Z. B. dürfte es nicht möglich sein, durch eine geeignete Formänderung des Systems die Apertur des mit der Sondenextraktion erhaltenen Ionenbündels derart herabzusetzen, daß alle von der Plasmagrenze emittierten Ionen von vornherein die Bedingung der Nachbeschleunigbarkeit und Fokussierbarkeit erfüllen.

Der Potentialverlauf im Felde zwischen Plasmagrenze und Sonde ist wie der jedes Raumladungsfeldes durch die Poissonsche Gleichung bestimmt. Macht man die (nicht streng erfüllte) Annahme, daß die Ionenbahnen den Feldlinien folgen, so kann man für die Raumladungsdichte die Stromdichte einführen. Aus

der so erhaltenen Gleichung lassen sich quantitative Beziehungen über den Zusammenhang von Ionendichte im Plasma, nutzbarem Ionenstrom, Sondenspannung und Größe des Ionenextraktionssystems ableiten. Als weitere, nicht streng erfüllte Voraussetzung wurde noch die Konstanz von Ionendichte und Potential im Plasma gemacht. Damit ergeben sich die folgenden Sätze:

1. Bei einer Änderung der Ionendichte im Plasma um den Faktor s und einer Änderung der Sondenspannung um $s^{1/2}$ ändert sich der nutzbare Ionenstrom um den Faktor s .

2. Bei einer ähnlichen geometrischen Änderung des Ionenextraktionssystems um den Faktor k und einer Änderung der Ionendichte im Plasma um k^{-2} bleiben Ionenstrom und Sondenspannung konstant.

Dieser Satz kann auch folgendermaßen gedeutet werden:

2a. Bei ähnlichen Ionenextraktionssystemen erhält man unabhängig von Ionendichte und Größe des Systems den gleichen nutzbaren Ionenstrom, falls man zum Einstellen des Ionenstrommaximums die gleiche Sondenspannung benötigt.

Aus den Sätzen 1 und 2 oder auch direkt aus der Poissonschen Gleichung unter Hinzuziehung der Ähnlichkeitsgesetze der Elektronenoptik¹⁸⁾ läßt sich nun auch das Ähnlichkeitsgesetz für Ionenextraktionssysteme für die gemachten Voraussetzungen exakt ableiten. Bei dieser Ableitung ergibt sich gleichzeitig auch die notwendige Änderung der Sondenspannung:

3. Bei einer ähnlichen Änderung des Ionenextraktionssystems um den Faktor k und einer gleichzeitigen Änderung der Sondenspannung um $k^{1/2}$ ändern sich Ionenstrom und Gasverbrauch um k^2 (Ähnlichkeitsgesetz für Ionenextraktionssysteme).

Nach den Sätzen 1 und 3 hängt der nutzbare Ionenstrom also in folgender Weise von der Ionendichte n im Plasma und der Größe d des Ionenextraktionssystems, wofür man zweckmäßig den Durchmesser der Plasmagrenze setzt, ab:

$$I_A = F_1 \cdot n d^2.$$

Der Faktor F_1 ist von der Form des Ionenextraktionssystems abhängig und ist ein unmittelbares Maß für die Güte desselben. Er wird z. B. durch das Einsetzen der Kanalblende um den Faktor 1,5 bis 2, durch die Anwendung des Ionenkondensors um den Faktor 2 bis 3 erhöht.

Nach Satz 2a ist der nutzbare Ionenstrom für ähnliche Ionenextraktionssysteme unabhängig von Ionendichte und Größe des Systems nur von der Sondenspannung abhängig, falls man Einstellung auf optimale Bedingungen zugrunde legt. Dafür läßt sich aus Satz 1 oder 3 folgendes Gesetz ableiten:

4. Bei einer Änderung der Sondenspannung um den Faktor m und einer gleichzeitigen Änderung der Ionendichte im Plasma oder einer geometrisch ähnlicher Änderung der Größe des Ionenextraktionssystems, oder bei gleichzeitiger Durchführung beider Änderungen derart, daß wieder auf das Maximum des Ionenstroms eingestellt ist, ändert sich der nutzbare Ionenstrom um $m^{3/2}$. Für ähnliche Ionenextraktionssysteme gilt also allgemein:

$$I_A = F_2 \cdot U_S^{3/2}.$$

Auch für dieses Gesetz hängt der Faktor F_2 von der Form des Ionenextraktionssystems ab.

Ein solches $U^{1/2}$ -Gesetz für die Abhängigkeit des Ionenstroms von der Sondenspannung, jedoch unter Konstanthaltung der Abmessungen des Systems, also nur für Änderung der Ionendichte, ist von Thonemann auf der Amsterdamer Ionenquellenkonferenz 1949 bereits angegeben worden.

Eine erste experimentelle Überprüfung ergab eine Bestätigung des wichtigen Satzes 2a, wonach die Größe des nutzbaren Ionenstroms für ähnliche Ionenextraktionssysteme nur von der Sondenspannung abhängt, sofern man auf optimale Bedingungen einstellt. Für die Abhängigkeit des nutzbaren Ionenstroms von der Sondenspannung wurde allerdings für das untersuchte System in dem untersuchten Spannungsbereich ein U^2 -Gesetz statt ein $U^{1/2}$ -Gesetz gefunden. Außerdem ist ein gewisser Einfluß der Vorgeschichte und des Materials des Glaszylinders zu bemerken, der vermutlich durch eine Änderung von Ionendichte und Potential im Bereich der Plasmagrenze zustande kommt.

Wenn auch die Überlegungen dieses Abschnitts noch keineswegs in voller Exaktheit durchgeführt sind, so zeigen sie doch noch einmal sehr deutlich, daß gerade bei der Sondenextraktion besonders übersichtliche Verhältnisse vorliegen. Damit ist die Voraussetzung für eine möglichst vollkommene Beherrschung des Problems und somit für eine restlose Ausschöpfung der vorhandenen Möglichkeiten gegeben.

Schlußwort

Die vorliegende Arbeit wurde als Doktorarbeit im physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br. durchgeführt. Sie entstand aus Untersuchungen an Ionenquellen, die ich zunächst als Diplomarbeit unternahm.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Gentner, danke ich für die Anregung zur Beschäftigung mit Ionenquellen, für das stete Interesse am Fortgang der Arbeit, sowie für die Bereitstellung von Institutsmitteln. Herrn L. Lehmann und Herrn O. Giesler danke ich für Mithilfe bei den Messungen und für die selbständige Durchführung von Versuchen. Herr F. Hüttinger, Inhaber und Chef der Firma F. Hüttinger, Freiburg i. Br., hat mich durch die kostenlose Überlassung eines Senders und durch Beratung in Hochfrequenzfragen unterstützt, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Freiburg i. Br., Physik. Institut der Universität.

(Bei der Redaktion eingegangen am 8. Juni 1953.)

Untersuchungen mit einem neuen Isodosenmeßgerät mit Cadmiumsulfidzelle

Von *H. Simon*¹⁾ und *H. Thiel*

(Mit 13 Abbildungen)

Inhaltsübersicht

In der medizinischen Röntgentherapie ist es von Wichtigkeit, die Isodosenverteilung in den zur Anwendung gelangenden Bestrahlungsfeldern möglichst genau zu kennen. Aus diesem Grunde wurden die Isodosendiagramme verschiedener Oberflächen- und Tiefentherapieröhren in der Geschwulstklinik der Deutschen Akademie der Wissenschaften in Berlin-Buch aufgenommen. Dabei kam ein neues Röntgenmeßgerät mit CdS-Hochvakuumzelle zur Anwendung. Das Gerät hat sich für derartige Untersuchungen als sehr geeignet erwiesen, da es bei hoher Konstanz und kurzer Einstellzeit Momentanwerte liefert.

Es zeigte sich, daß die gefundenen Isodosenverteilungen in mehreren Fällen von den zu erwartenden und bisher angenommenen Werten zwischen 10 und 30% abweichen.

Zur Absolutbestimmung der Dosiswerte in r/min wurden mehrere Kontrollmessungen mit einem Panzerdosimeter nach Haase durchgeführt.

Viele Halbleiter und Isolatoren ändern bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen ihre Eigenschaften, indem sie ihre Leitfähigkeit erhöhen, bzw. ihre Isolationsfähigkeit zum Teil verlieren. Dies wurde schon 1921 von Röntgen selbst festgestellt und später an Kupferoxydul- und Selen-Sperrschichtzellen²⁾ bestätigt.

Es wurde auch vorgeschlagen, eine Selenzelle als Röntgendosimeter zu verwenden³⁾. Die bei Röntgenbestrahlung entstehenden Leitfähigkeitsänderungen waren jedoch sehr klein und die Zellen selbst veränderten im Laufe der Zeit ihre Werte. Das Cadmiumsulfid (CdS) zeigte bei Bestrahlung mit sichtbarem Licht Leitfähigkeitserhöhungen um drei bis vier Zehnerpotenzen, so daß R. Frerichs⁴⁾ und später J. Fassbender und O. Hachenberg⁵⁾ die Leitfähigkeitsänderung bei Röntgenstrahlen nachwiesen, ohne jedoch eine Anwendung in einem technischen Gerät praktisch auszuprobieren.

Wir haben diese Versuche mit aller Sorgfalt weitergeführt und ein Isodosenmeßgerät für Röntgenstrahlung entwickelt.

¹⁾ Vortrag a) Bad Nauheim 1950; b) Physikertag Berlin 1952.

²⁾ B. Lange u. P. Selenyi, Naturwiss. **16**, 639 (1931).

³⁾ Intensimeter nach Fürstenau, Lehrbuch der Strahlentherapie, Bd. 1, S. 317. Urban und Schwarzenberg, Berlin und Wien 1925.

⁴⁾ R. Frerichs, Physic. Rev. **72**, 594 (1947).

⁵⁾ J. Fassbender u. O. Hachenberg, Ann. Physik **6**, 229 (1949).

Bisher erfolgte die Festlegung der Dosisleistung einer Röntgenröhre durch die Messung der Leistung des Zentralstrahles des Strahlenbündels mit Hilfe von Ionisationskammern⁶⁾.

Es sind Röntgendosismeßgeräte mit Ionisationskammern der verschiedensten Ausführungen entwickelt worden. Der Meßvorgang ist bei fast allen Geräten der gleiche: Die Kammer wird mittels einer kleinen Reibungselektroskopmaschine oder durch ein Netzanschlußgerät aufgeladen und die Zeit gemessen, in der die ursprüngliche Ladung infolge der Bestrahlung auf einen bestimmten Wert abfällt. Durch Vergleich mit Radiumeichpräparaten läßt sich die Dosisleistung errechnen oder aus beigegebenen Kurven-
tafeln graphisch ermitteln (z. B. Panzerdosimeter nach Haase⁷⁾). Die Entladezeiten können auch automatisch durch Relaischaltungen in Verbindung mit einem Zählwerk, das die Dosis in r anzeigt, registriert werden (z. B. Hammerdosimeter). Neben dieser Art von Geräten, die über eine Zeitspanne integrieren und folglich Mittelwerte der während eines Meßvorganges durch die Ionisationskammer geflossenen Röntgenstrahlmenge angeben, gibt es solche, die Momentanwerte liefern (z. B. Siemens-Momentandosimeter).

Die Messungen, über die hier berichtet werden soll, wurden in Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Huber in der Geschwulstklinik der Deutschen Akademie der Wissenschaften durchgeführt⁸⁾. Es hat sich als notwendig erwiesen, daß der Mediziner bei seinen Forschungsarbeiten nicht nur die Größe des Zentralstrahles, sondern auch die gesamte Strahlungsverteilung kennt. Bei der Bestrahlung mit Röntgenstrahlenfeldern traten biologische Effekte auf, die eine stark inhomogene Dosisverteilung im Feld vermuten ließen. Hieraus ergab sich die Forderung, die Dosisleistung in möglichst vielen Punkten des Strahlungsfeldes zu messen. Hierzu sind die oben angeführten Dosimeter wenig geeignet. Die Ionisationskammern haben im allgemeinen einen zu großen Querschnitt, um mit ihnen derartige Bestrahlungsfelder, deren Fläche etwa zwischen 50 und 500 cm² variiert, ausmessen zu können. Hinzu kommt, daß derartige Feldvermessungen mit Dosimetern vom Typ des Hammer- oder Panzerdosimeters infolge der langen Meßdauer für jeden einzelnen Wert praktisch kaum in Frage kommen.

Es wurde nun von dem einen von uns ein Röntgenisodosenmeßgerät entwickelt⁹⁾, das als Indikator eine CdS-Zelle enthält. Mit diesem Gerät lassen sich die Isodosen auch größerer Felder in kürzester Zeit aufnehmen. Infolge verschiedenen starker Absorption tritt beim CdS eine Wellenlängenabhängigkeit auf, so daß gleicher absorbiertener Energie nicht die gleiche Leitfähigkeitsänderung entspricht. Daher sind genaue Messungen nur bei konstanter Betriebsspannung der Röntgenröhre und bei konstanter Filterung der Strahlung möglich.

Da in der oben zitierten Arbeit⁹⁾ dieses Isodosenmeßgerät bereits eingehend beschrieben wurde, soll hier nur kurz auf seinen Aufbau eingegangen werden.

⁶⁾ Auf dem II. Internationalen Radiologen-Kongreß in Stockholm im Jahre 1928 wurde auf Vorschlag von R. Behnken die Einheit für die Intensität von Röntgenstrahlen das Röntgen (r) anerkannt und seine Energie dahingehend festgelegt, daß unabhängig von der Strahlenqualität die in 1 g Luft entstehenden Photo-Compton-Elektronen eine gesamte Energie von 84 erg haben.

⁷⁾ Haase, Strahlentherapie 58, 161 (1937).

⁸⁾ Erscheint demnächst in der Strahlentherapie (Rajewsky-Heft).

⁹⁾ H. Simon, Ann. Physik 12, 45 (1953) u. Vortrag Physiker-Tag, Bad Nauheim 1950

Ein CdS-Kristall wird durch Bedampfung mit Gold im Vakuum mit Elektroden versehen, an die eine Saugspannung von 6 bis 30 Volt gelegt wird. Umfassende



Abb. 1. CdS-Zelle, neue Ausführung

Untersuchungen führten dazu, den Kristall, der durch Tempern bei etwa 200° C formiert wurde, in einen evakuierten Glaskolben einzuschließen. Die Zellen

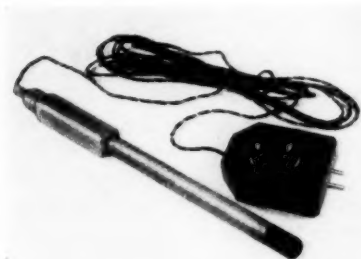


Abb. 2. Zellenhalterung

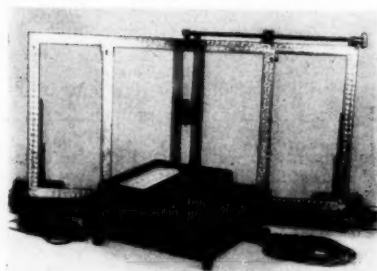


Abb. 3. Isodosenmeßgerät, neue Ausführung

zeichnen sich gegenüber den früheren unvorbehandelten „Luft“-Zellen durch hohe Konstanz und bei gleicher Härte der Strahlung durch gute Proportionalität zwischen eingestrahelter Intensität und Zellenstrom aus. Bei der Wahl des Glasgefäßes mußte darauf geachtet werden, daß es die Röntgenstrahlen möglichst wenig absorbierte. Die neueste Ausführung der Zelle und der Zellenhalterung zeigen die Abb. 1 und 2.

Der strahlenempfindliche Bereich der Zelle ist je nach Zellentyp 0,3 bis 1,5 mm² groß. Eine weitere Verkleinerung ist möglich, so daß praktisch ein punktförmiges Vermessen auch kleinster Felder durchführbar ist.

Die neueste Ausführung des Isodosenmeßgerätes, das von der Firma „Entwicklung und Fabrikation elektrischer Meßinstrumente“ auf unsere Veranlassung gebaut wurde, zeigt Abb. 3. Der Netzanschlußteil ist in einem gemeinsamen Gehäuse mit einem Lichtmarkeninstrument untergebracht. An Stelle der aus dem Netz erzeugten Gleichspannung kann auch eine Trockenbatterie benutzt werden.

Bei konstanter Betriebsspannung der Röntgenröhre und konstanter Filterung der Strahlung ergibt sich eine absolute Proportionalität zwischen Dosisleistung (r/min) und Zellenstrom, vergleiche diese Zeitschrift Bd. 12, S. 52, Abb. 11.

Mit diesem Gerät wurden in der oben benannten Klinik die gebräuchlichsten Bestrahlungsfelder der verschiedenen Therapieröhren vermessen und aus den Meßpunkten durch geradlinige Interpolation die Kurven gleicher Dosis (Isodosen) konstruiert. Um den Anschluß an das international gültige Maß für Röntgenstrahlen¹⁰⁾ zu erreichen, wurden parallel zu den Messungen mit dem beschriebenen Gerät Vergleichswerte mit einem Panzerdosimeter nach Haase durchgeführt.

Die Messungen im einzelnen: Zunächst wurden die Isodosenverteilungen zweier Grenzstrahlröhren überprüft. (Die Röhren dienen vorwiegend zu Hautbestrahlungen, haben also relativ geringe Eindringtiefe). Die Ausmessung des Strahlungsfeldes der ersten Röhre erfolgte in 10 cm Abstand vom Röhrenbrennfleck; die Röhre wurde bei 30 kV mit 10 mA betrieben. Das Ergebnis ist in Abb. 4 wiedergegeben. Die einzelnen Meßpunkte sind in dieser Abbildung wie auch in allen folgenden durch kleine Kreise dargestellt.

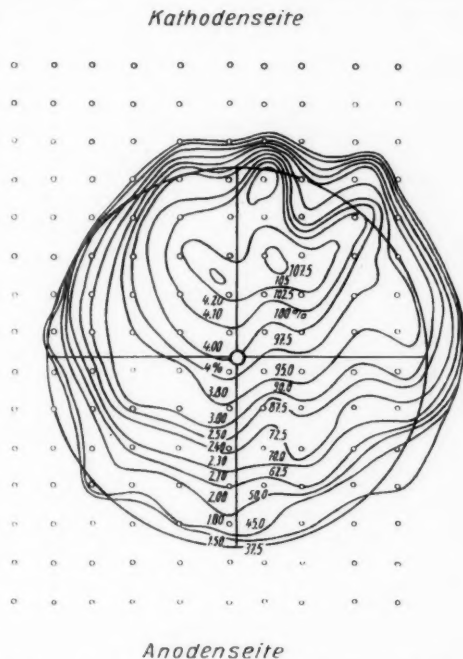


Abb. 4. Isodosenverteilung eines Grenzstrahlgerätes

Neben den Werten des Isodosenmeßgerätes in mA (linke Zahlenwerte) sind die relativen Intensitäten, bezogen auf den geometrischen Feldmittelpunkt mit 100%, angegeben.

Es zeigt sich eine deutliche Verschiebung des Intensitätsmaximums in Richtung auf die Kathode zu. Der Winkel, den der Strahl, der durch den Punkt größter Dosisleistung geht, mit dem geometrischen Zentralstrahl einschließt, ergab sich aus verschiedenen Messungen zu 7° . Durch gleichsinniges Neigen des trichterförmigen Röhrentubus konnte eine weitgehende Verbesserung der Verteilung erzielt werden. Siehe Abb. 4a.

Eine ovale Verzerrung des Feldes mußte dabei in Kauf genommen werden, da eine prinzipielle Abänderung — gleichzeitige Verschiebung des Strahlenaustritts-

¹⁰⁾ I. Jäger, Z. angew. Physik 3, 191 (1951).

fensters (Berylliumfenster) oder Wahl eines günstigeren Anodenanstellwinkels – aus rein technischen Gründen nicht möglich war.

In Abb. 5 sind die Isodosen einer zweiten Grenzstrahlröhre wiedergegeben. Es konnten in diesem Falle nur wenige Punkte vermessen werden, da uns die

Röhre nur kurze Zeit zur Verfügung stand. Die Isodosenverteilung ist als fast ideal zu bezeichnen.

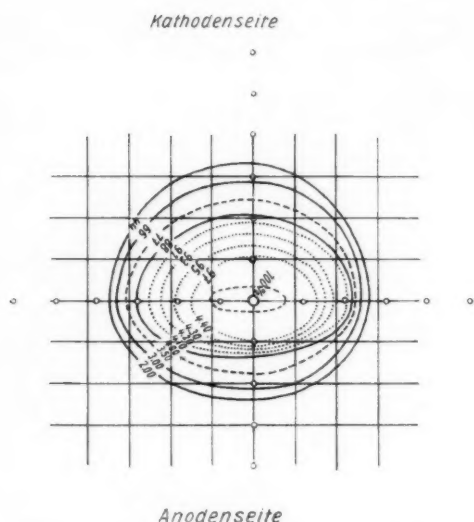


Abb. 4a. Isodosenverteilung nach Abänderung des Gerätes auf Grund der durchgeführten Messung

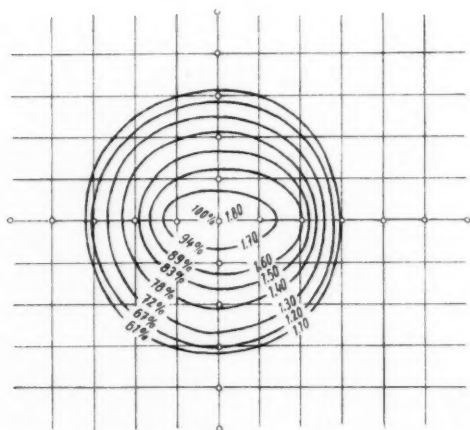


Abb. 5. Isodosen einer zweiten Grenzstrahlröhre

Des weiteren wurden die Isodosenverteilungen zweier Tiefentherapieröhren bei verschiedenen Feldausblendungen überprüft. Die Ausblendung des auf der Körperoberfläche des Patienten zur Wirkung kommenden Bestrahlungsfeldes geschieht durch eine Blende, die am oberen Rand eines aus Kunststoff gefertigten Tubus angebracht ist. Bei allen Untersuchungen wurde die CdS-Zelle mit dem in Abb. 3 gezeigten Rahmen an der Frontseite des jeweiligen Tubus entlanggeführt, siehe Abb. 6.

Die Röhren sollen zur Unterscheidung mit I und II bezeichnet werden. Röhre I wurde bei den Untersuchungen mit 180 kV und 20 mA betrieben; die Strahlung wurde durch 0,5 mm Cu + 1,0 mm Al gefiltert. Die entsprechenden Daten für Röhre II waren: 180 kV, 10 mA und 0,5 mm Cu-Filter. Der Abstand Röhrenfokus-Meßzelle betrug bei den folgenden Untersuchungen 40 cm¹¹⁾.

¹¹⁾ Der Einfachheit halber wird für den Abstand Brennfleck/Meßzelle gelegentlich der in der Medizin gebräuchliche Begriff „FH-Abstand (Fokus/Haut-Abstand)“ gesetzt.

In den Abb. 7 und 7a sind zunächst die Isodosendiagramme der 20×24 cm-Felder der beiden Röhren wiedergegeben. Man sieht deutlich, daß in Abb. 7 das Intensitätsmaximum kathodenwärts verschoben ist. Außerdem ist der Intensitätsabfall zur Anode hin steiler als zur Kathode. Demgegenüber ist das entsprechende Bestrahlungsfeld der Röhre II (Abb. 7a) gut ausgeleuchtet. Die Isodosen liegen alle symmetrisch um das Feldzentrum. Abb. 8, die die Längsschnitte durch beide Felder wiedergibt, zeigt diesen Unterschied sehr deutlich.

Das 20×24 cm-Feld ist im allgemeinen das größte, das in der medizinischen Strahlentherapie zur Anwendung kommt. Das nächst kleinere Bestrahlungsfeld hat eine Ausdehnung von 10×15 cm. Die Vermessung dieses Feldes mit der CdS-Zelle für die Röhre I ist in Abb. 9 aufgezeichnet. Daneben sind in Abb. 9a als Beispiel die unter gleichen Bedingungen mit dem Panzerdosimeter durchgeführten Messungen wiedergegeben. Mit letzterem konnte infolge der langen Zeitdauer der Aufnahme

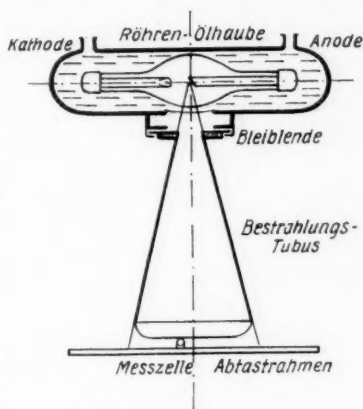
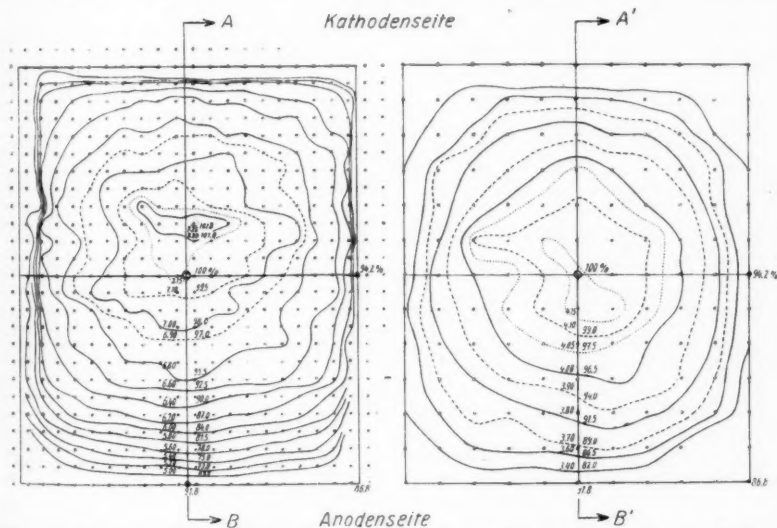


Abb. 6. Meßanordnung

Abb. 7. Röhre I: 20×24 cm-Feld, 180 kV, 20 mA, 0,5 Cu + 1,0 Al, FH 40 cmAbb. 7a. Röhre II: 20×24 cm-Feld, 180 kV, 10 mA, 0,5 Cu, FH 40 cm

Die linken Zahlen geben den Zellenstrom an (in $\alpha \cdot 10^{-4}$ Amp); rechts daneben sind die relativen Intensitätswerte, bezogen auf den geometrischen Feldmittelpunkt mit 100%, angegeben.

nur eine kleine Punktzahl (Punktfeld) gemessen werden. Zwischen beiden Bildern herrscht eine gute Übereinstimmung. Die Isodosenverteilung ist als

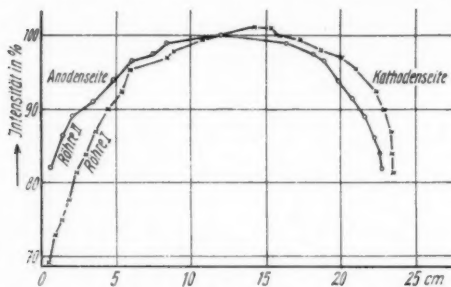


Abb. 8. Längsschnitte A-B und A'-B' durch die 20×24 cm-Felder der beiden Tieftherapieröhren

nutzten Kamera hatte einen Durchmesser von weniger als 0,1 mm. Der Abstand Lochkamera/Film war so gewählt, daß der Fokus etwa im Verhältnis 1:8 ver-

größt zu bezeichnen; lediglich der Intensitätsabfall von der Mitte zum Rande hin ist größer, als theoretisch zu erwarten. Auf diesen Fehler, der mehr oder weniger allen Bestrahlungsfeldern anhaftet, wird gleich noch näher eingegangen.

Zur weiteren Kontrolle wurden von den beiden beschriebenen Tieftherapieröhren Lochkammeraufnahmen der Brennflecke angefertigt. Das Loch der be-

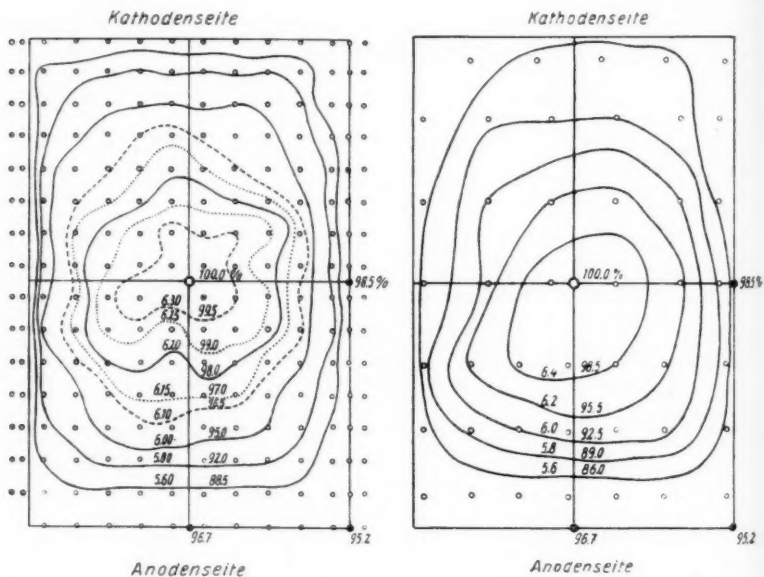


Abb. 9. Vermessung mit CdS-Zelle, 10×15 cm-Feld, Röhre I, 180 kV, 20 mA, 0,5 Cu + 1,0 Al, FH 40 cm

Abb. 9a. Vermessung des gleichen Feldes mit dem Panzerdosimeter nach Haase. Gleiche Aufnahmebedingungen wie in Abb. 9

Für die an die Isodosen angeschriebenen Zahlenwerte gilt das gleiche wie in Abb. 7, in Abb. 9a sind statt der Zellenstromwerte die absoluten Dosisleistungen in r/min angegeben.

größt
daß d

Au

Aushe

für d

mehr

aufna

photo

Quer

und

Schw

Kath

liegt.

Rand

wird

vom

daß

hat.

A

der T

Verze

rührt

Gegen

schwi

größert erschien. Abb. 10 zeigt den Brennfleck der Röhre I. Die Aufnahme zeigt, daß der Brennfleck als Strichfokus ausgebildet ist.

Aus der seitlichen Ausbauchung ist zu schließen, daß sich die Glühwendel beim Ausheizen etwas gekrümmt hat. Die Fokussierungsbedingungen haben folglich für diesen Teil der Kathode nicht mehr volle Gültigkeit. Die Brennfleckaufnahme wurde mit einem Schnellphotometer von Zeiß in Längs- und Querrichtung photometriert (Abb. 11 und 11a). Es zeigt sich, daß der Schwerpunkt der Intensität auf der der Kathode zugewandten Rondenhälfte liegt. Außerdem emittiert der rechte Rand etwas stärker als der linke. Ferner wird durch das Minimum bei etwa 13 mm vom linken Rand in Abb. 11 angezeigt, daß dort die Wolframrönde einen Riß hat.

Abb. 12 zeigt den Rundbrennfleck der Tiefentherapieröhre II. (Die ovale Verzerrung der spiralförmigen Kathode rührt vom Anodenstellwinkel her.) Gegenüber der Abb. 10 weist diese Aufnahme eine starke Untergrundschwärzung auf; dies deutet auf eine relativ schlechte Fokussierung des Elektronen-



Abb. 10. Antikathodenbrennfleck der Röhre I, 180 kV, 20 mA. Vergrößerung etwa 1:8

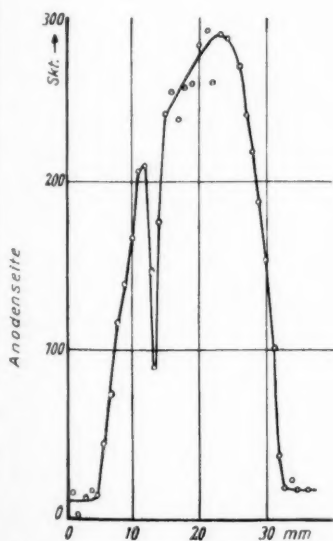


Abb. 11. Photometerkurve (Längsrichtung)

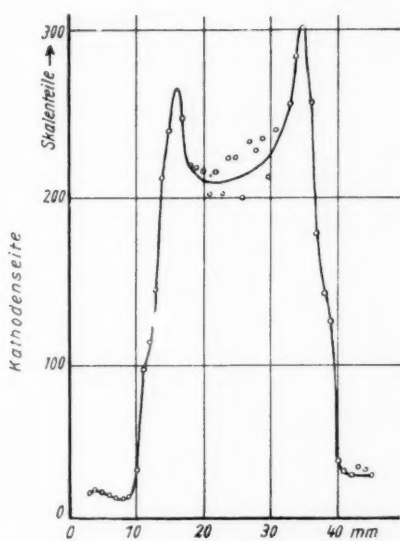


Abb. 11a. Photometerkurve (Querrichtung)

strahls hin, denn es gehen auch von den Gebieten der Wolframrönde außerhalb des eigentlichen Brennflecks noch Röntgenstrahlen aus.

Es wurde oben bereits darauf hingewiesen, daß der Intensitätsabfall in allen Fällen zum Rande hin größer ist als sich rechnerisch aus dem FH-Abstand und den Felddimensionen ergibt. Die Unterschiede zwischen den tatsächlichen Intensitäten

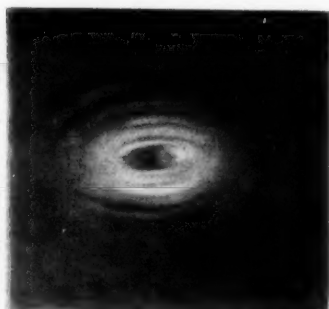


Abb. 12. Brennfleck der Röhre II, 180 kV, 10 mA. Vergrößerung etwa 1:8.

in den Randgebieten und den errechneten Werten schwanken zwischen 10 und 30%. (Die errechneten Werte sind in den Abbildungen der gemessenen Tiefentherapie-Isodosen am rechten und unteren Rand angegeben.) Der abnorme Abfall zum Feldrande hin ist immer dann vorhanden, wenn das Feld durch den jeweiligen Tubus ausgeblendet wird. Blendet man dagegen das Feld direkt im gewünschten FH-Abstand aus, so zeigt sich ein Dosisabfall, der etwa dem theoretisch zu erwartenden entspricht. In Abb. 13 sind zwei Querschnitte durch ein 20×24 -cm-Feld der Tiefentherapie-Öhre I gegenübergestellt. Dabei wurde einmal mit dem üblichen Bestrahlungstubus gearbeitet (Kurve 1), zum anderen das Feld durch

Besprechung der Meßergebnisse:

Die Messungen zeigen einige zum Teil beträchtliche Abweichungen von den zu erwartenden Isodosenverteilungen in den einzelnen Bestrahlungsfeldern. Es treten im wesentlichen folgende zwei Fehler auf: Erstens ist in einigen Feldern das

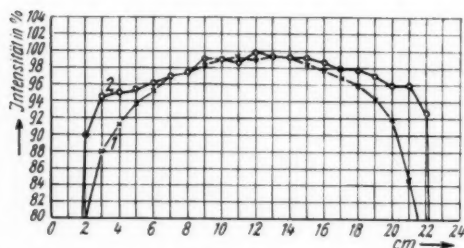


Abb. 13. Querschnitte durch ein 20×24 -cm-Feld. Kurve 1: mit Tubus ausgeblendet. Kurve 2: direkt ausgeblendet

Intensitätsmaximum kathodenwärts verlagert und zweitens ist in allen Feldern der Intensitätsabfall zum Rande hin abnorm groß.

Auf die letzte Erscheinung wurde schon oben kurz eingegangen. Es erscheint angebracht, statt der einen Blende im Bestrahlungstubus ein System von drei oder vier hintereinanderliegenden Blenden an der Röhre anzubringen, um ein scharfes Bild zu erhalten. Eine selbstverständliche Voraussetzung für eine möglichst ideale Isodosenverteilung im Strahlenkegel ist eine annähernd punktförmige Lichtquelle, d. h. der Röhrenbrennfleck muß klein gegenüber den Felddimensionen und den FH-Abständen sein.

Der andere Fehler — steiler Dosisabfall zur Anode hin und Verlagerung des Intensitätsmaximums in entgegengesetzter Richtung — dürfte in erster Linie auf einen zu steilen Anodenanstellwinkel zurückzuführen sein¹²⁾. Die hier untersuchte Tiefentherapieröhre I ist mit einer 19° -Anode ausgerüstet; bei dieser Steilstellung der Anodenfläche macht sich die Reabsorption der Röntgenstrahlen in der relativ rauhen Oberfläche der Wolfram-Ronde bei großem Öffnungswinkel des Strahlenkegels bemerkbar (siehe Abb. 7). Auf die gleiche Ursache ist wahrscheinlich auch die Intensitätsverlagerung bei der Hauttherapieröhre (Abb. 4) zurückzuführen.

Bei kleinerem Öffnungswinkel des Strahlenkegels (Abb. 9 und 9a) wird der angenähert tangential aus der Anodenfläche austretende Teil der Strahlung von vornherein ausgeblendet und es zeigt sich ein normaler Dosisabfall symmetrisch nach allen Seiten. Ganz analog liegt bei einer Röhre mit flacherem Anodenwinkel (Tiefentherapieröhre II, Anodenwinkel 30°) das Intensitätsmaximum im geometrischen Feldmittelpunkt (Abb. 7a).

Eine endgültige und befriedigende Klärung sämtlicher Ursachen, die den gefundenen abnormen Isodosenverteilungen zugrunde liegen, ist aus dem bisher vorliegenden Material noch nicht möglich. Diese grundlegenden Fragen können nur durch weitere experimentelle Untersuchungen in Zusammenarbeit mit den Herstellerfirmen geklärt werden.

Das Isodosenmeßgerät ist ein wertvolles Hilfsmittel bei der Konstruktion und Herstellung von Röntgengeräten und bei der laufenden Überwachung solcher Geräte in Kliniken und Forschungsinstituten.

¹²⁾ Weber u. Breitling, Fortsch. Röntgenstr. **31**, 712 (1924); Caesar, Strahlentherapie **15**, 103 (1923); Grau, Strahlentherapie **78**, 441 (1949).

Berlin-Buch, Institut für Festkörperforschung der Deutschen Akademie der Wissenschaften.

(Bei der Redaktion eingegangen am 25. Juli 1953.)

Spannungsoptische Bestimmung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Gläsern

Von H. Schwieger und H. Fiedler

(Mit 18 Abbildungen)

Inhaltsübersicht

Es werden Methoden beschrieben, die es gestatten, den thermischen Ausdehnungskoeffizienten und weiterhin den Elastizitäts-Modul und die Spannungsoptische Konstante von Gläsern zu bestimmen. Was den Ausdehnungskoeffizienten anbelangt, so werden Glasstäbe erwärmt und durch eine Einspannvorrichtung an ihrer Ausdehnung gehindert. In den Stäben entstehen Druckspannungen, die spannungsoptisch gemessen werden und ein Maß für den Ausdehnungskoeffizienten sind.

I. Einleitung

Die spannungsoptische Methode zur Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten von Gläsern beruht auf einem einfachen Meßprinzip. Bei diesem wird die bei der Erwärmung von Glasstäben sonst stattfindende Ausdehnung durch eine geeignete Einspannvorrichtung verhindert. In Längsrichtung der Stäbe entstehen dadurch Druckspannungen (Wärmespannungen), die von der Größe des Ausdehnungskoeffizienten, des Elastizitätsmoduls und der Temperaturdifferenz abhängen.

Durch die Druckspannungen werden die Stäbe anisotrop. Die entstehende optische Doppelbrechung ist nun direkt ein Maß für die Größe der Wärmespannungen und somit auch ein Maß für den Ausdehnungskoeffizienten. Die Wärmespannungen selbst lassen sich mit einfachen polarisationsoptischen Methoden messen.

Im folgenden werden zwei Methoden beschrieben, die bei der Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten die sich einstellende optische Doppelbrechung lediglich als Meßmarke benutzen. Jedoch bereitet es keine Schwierigkeit, mit Hilfe der spannungsoptischen Konstanten die Wärmespannungen selbst zu berechnen, um aus dem hier als „ Δl -Methode“ bezeichneten Meßverfahren den Elastizitätsmodul der Gläser anzugeben.

Bei der „ Δl -Methode“ werden die Glasstäbe bei Zimmertemperatur eingespannt und durch ein Heizsystem erwärmt. Spannungsoptisch wird nun eine den Wärmespannungen proportionale Winkelgröße $\Delta\varphi$ in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz Δt gemessen. Dann wird der Glasstab bei der Endtemperatur auf die Ausgangsdruckspannung entlastet, danach durch einen Druckstempel wieder stufenweise um Δl_{Stufe} verkürzt und die dabei auftretenden Druckspannungsdifferenzen im Glasstab, wiederum ausgedrückt durch $\Delta\varphi$, gemessen. Verbindet

man nun die beiden Messungen mittels der $\Delta\varphi$ -Größe, so kann man für einen bestimmten $\Delta\varphi$ -Wert, d. h. bei gleicher Druckspannungsdifferenz, die zugehörigen Werte wie Temperaturdifferenz Δt und die Verformung Δl den aufgenommenen Abhängigkeiten entnehmen. Aus diesen Bestimmungsstücken läßt sich dann bei bekannter Länge des Glasstabes der Ausdehnungskoeffizient berechnen. Physikalisch ist die getroffene Zuordnung so zu verstehen, daß Δl bei ungehinderter Ausdehnung die thermische Längenänderung des Glasstabes ist.

Eine andere Methode, die sogenannte „ σ -Methode“, unterscheidet sich von der „ Δl -Methode“ bei sonst fast gleicher physikalischer Wirkungsweise lediglich durch die Art und Weise der Durchführung. Der technische Ablauf der Messung ist einfacher, so daß man bei dieser Methode in kürzerer Zeit entsprechende Ergebnisse erhält. Jedoch entfällt hier die Möglichkeit, ohne zusätzliche Messungen den Elastizitätsmodul zu bestimmen.

In einzelnen beruht diese Methode darauf, bei einer bestimmten Meßtemperatur und Druckspannung den Glasstab entsprechend der Verschiebung eines Druckstempels um Δl zu entlasten, um ihn nachträglich so lange um Δt zu erwärmen, bis wieder die gleiche Druckspannung (gleicher φ -Wert) im Glasstab herrscht. Hier erfolgt die Einstellung immer auf gleiche Endspannung, d. h. gleiche optische Marke, deren Höhe man in gewissen Grenzen verändern kann, um somit eventuelle Druckabhängigkeiten festzustellen. Aus der gemessenen Stabverlängerung Δl und der Temperaturdifferenz Δt läßt sich dann wieder der Ausdehnungskoeffizient ermitteln.

Weiterhin lassen sich diese Methoden nicht nur auf Einzelstäbe aus Glas, sondern auch auf zusammengesetzte Stäbe verschiedenen thermischen und elastischen Verhaltens anwenden. Dadurch wird es möglich, auch den Ausdehnungskoeffizienten undurchsichtiger Stoffe, wie Stahl, Messing usw., allerdings mit geringerer Genauigkeit zu bestimmen. Bei diesem Verfahren nimmt man einen Glasstab mit bekanntem Ausdehnungskoeffizienten, der hier als Vergleichsstab dient, und setzt diesen mit einem undurchsichtigen Stab gleichen Querschnitts in ihrer Längsrichtung zusammen. Sieht man die zusammengesetzten Stäbe nunmehr als einen Stab — den Ersatzstab — an, dann läßt sich auch unter Anwendung der eben geschilderten Methoden der Ausdehnungskoeffizient des undurchsichtigen Stabes bestimmen.

Zur Durchführung der Messungen wurde ein Gerät (Einspannvorrichtung) entwickelt, das neben der Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten und des Elastizitätsmoduls auch die spannungsoptische Konstante der Gläser zu messen gestattet.

II. Spannungsoptische Grundlagen

a) Die Grundgleichung der ebenen Spannungsoptik

Die nachfolgenden Untersuchungen beziehen sich auf ebene Spannungszustände d. h. Spannungszustände, wie sie z. B. in Scheiben auftreten, wenn diese durch Randkräfte, die in ihrer Ebene wirken, wölbungsfrei verformt werden. Der Spannungszustand ist in jeder zur Scheibenoberfläche parallelen Ebene der gleiche.

Zahlreiche isotrope, elastische Stoffe (Gläser, Kunststoffe u. ä.) werden bei Beanspruchung durch äußere Kräfte optisch doppelbrechend. Beschränkt man sich auf ebene Spannungszustände und durchstrahlt man einen solchen anisotrop

gewordenen Körper mit linear polarisiertem, parallelem Licht in Richtung seiner Flächennormalen, so wird dieses in Lichtkomponenten zerlegt, deren Schwingungsrichtungen mit den Hauptspannungsrichtungen innerhalb des Körpers übereinstimmen. Die Phasengeschwindigkeiten, mit denen die beiden Komponenten den Körper durchsetzen, können aus den für die beiden Lichtkomponenten gültigen Hauptbrechungsindizes berechnet werden. Diese sind mit den Hauptspannungen durch folgende lineare Beziehungen verknüpft:

$$\begin{aligned} n_1 &= n_0 + a \sigma_1 + b \sigma_2 \\ n_2 &= n_0 + a \sigma_2 + b \sigma_1. \end{aligned} \quad (1)$$

Hierbei sind a und b Materialkonstanten, die in geringem Maße wellenlängenabhängig sind, und n_0 ist der Brechungsindex des unverformten Körpers. Hat das Licht im Versuchskörper einen Weg d zurückgelegt, so haben die beiden Lichtkomponenten nach ihrem Austritt einen gegenseitigen Gangunterschied von:

$$\Delta = d \cdot (n_1 - n_2) = d \cdot (a - b) (\sigma_1 - \sigma_2). \quad (2)$$

Bezieht man diesen Gangunterschied auf die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, so erhält man die für die ebene Spannungsoptik grundlegende Gleichung

$$m = \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{d \cdot (a - b)}{\lambda} (\sigma_1 - \sigma_2) = d \cdot K (\sigma_1 - \sigma_2). \quad (3)$$

Sie ermöglicht, die in einem Körperpunkt herrschende Hauptspannungsdifferenz ($\sigma_1 - \sigma_2$), die ja bekanntlich der maximalen Schubspannung proportional ist, auf optischem Wege zu bestimmen, da m und d meßbare Größen darstellen und K leicht durch einen Eichversuch gewonnen werden kann.

Die in Gl. (3) auftretende „Spannungsoptische Konstante“ K ist eine wellenlängenabhängige Materialkonstante. Sie hat die Dimension mm/kg und gibt die Relativverzögerung der beiden Lichtkomponenten für 1 kg/mm^2 Hauptspannungsdifferenz bei einer Modelldicke von 1 mm an. Im nachfolgenden wird unter der „Spannungsoptischen Konstanten“ stets K für die grüne Hg-Linie von $546 \text{ m}\mu$ verstanden.

Für Stäbe quadratischen Querschnittes, die in ihrer Länge deformiert werden, vereinfacht sich die Gl. (3) zu

$$m = K \cdot d \cdot \sigma_1, \quad (4)$$

da hier infolge des Verschwindens von σ_2 nur ein einachsiger Spannungszustand vorliegt.

b) Die Analyse elliptisch polarisierten Lichtes mittels eines $\lambda/4$ -Blättchens

Die Analyse elliptisch polarisierten Lichtes mit Hilfe eines $\lambda/4$ -Blättchens setzt, um die Lage der Schwingungsellipse angeben zu können, die Kenntnis der Entstehungsgeschichte des zu analysierenden Lichtes voraus.

Fällt linear polarisiertes Licht mit einem Schwingungssazimut von $\varphi = 45^\circ$ gegen die Hauptspannungsrichtungen σ_1 und σ_2 eines spannungsdoppelbrechenden Körpers in diesen ein, so wird es in die beiden gleich großen Komponenten J_1 und

J_2 zerlegt, deren Schwingungsrichtungen mit den Hauptspannungsrichtungen übereinstimmen (Abb. 1). Nach dem Verlassen des Körpers besitzen J_1 und J_2 gemäß Gl. (3) einen Gangunterschied gegeneinander. Das austretende Licht ist daher im allgemeinen elliptisch polarisiert. Die Schwingungsellipsen liegen in dem von den beiden Vektoren $2J_1$ und $2J_2$ aufgespannten Quadrat. Ihre Elliptizität

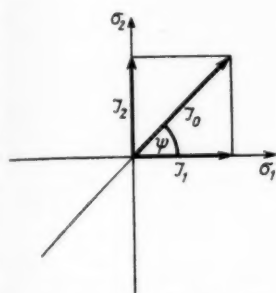


Abb. 1. Zerlegung linear polarisierten Lichtes in die Komponenten J_1 und J_2

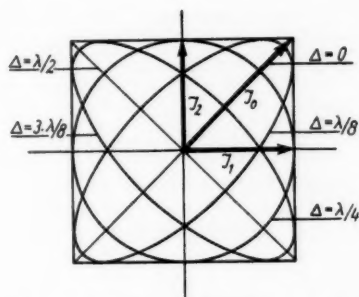


Abb. 2. Schwingungsellipsen für die Gangunterschiede $\Delta = 0, \lambda/8, \lambda/4, 3\lambda/8$ und $\lambda/2$

ist eine Funktion des im Versuchskörper hervorgerufenen Gangunterschiedes. In der Abb. 2 sind für die Gangunterschiede $\Delta = 0, \lambda/8, \lambda/4, 3\lambda/8, \lambda/2$ die sich ergebenden Schwingungsellipsen dargestellt.

Jedes elliptisch polarisierte Licht kann aus zwei Lichtvektoren entstanden gedacht werden, welche in Richtung und Größe mit den jeweiligen Halbachsen der entsprechenden Schwingungsellipsen übereinstimmen und eine Phasendifferenz von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge besitzen. Stellt man ein $\lambda/4$ -Blättchen mit seinen Hauptschwingungsrichtungen parallel zu den Hauptachsen einer Schwingungsellipse, so wird das elliptisch polarisierte Licht wieder in linear polarisiertes übergeführt. Dieses schwingt dann in einer der Diagonalen des durch die Halbachsen der Schwingungsellipse gegebenen Rechteckes. Welche der Diagonalen mit der Schwingungsrichtung des wiederhergestellten linear polarisierten Lichtes übereinstimmt, hängt von der Stellung der Hauptschwingungsrichtungen des $\lambda/4$ -Blättchens ab.

Abb. 3 gibt zur Veranschaulichung eine Übersicht über das bisher Dargelegte. Es bedeuten in dieser Abbildung: J_0 : Lichtvektor des einfallenden lin. pol. Lichtes ($\psi = 45^\circ$). J_1, J_2 : Die in die Hauptspannungsrichtungen fallenden Komponenten des Vektors J_0 . s_1, s_2 : Hauptschwingungsrichtungen des $\lambda/4$ -Blättchens. S_1, S_2 :

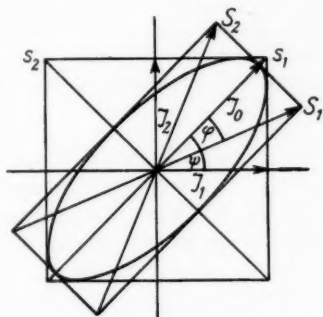


Abb. 3. Überführung elliptisch polarisierten Lichtes in linear polarisiertes Licht unter Verwendung eines $\lambda/4$ -Blättchens

Mögliche Schwingungsrichtungen des wiederhergestellten linear polarisierten Lichtes.

Aus der Abb. 3 ist zu ersehen, daß die Richtung des wiederhergestellten linear polarisierten Lichtes mit der Schwingungsrichtung des in den Versuchskörper einfallenden linear polarisierten Lichtes einen Winkel φ bildet.

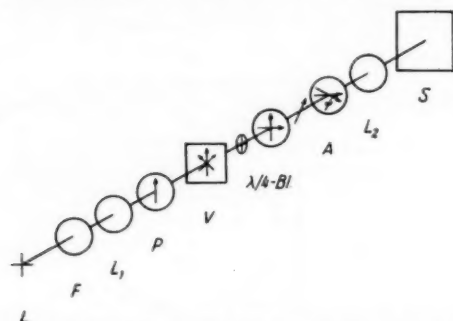


Abb. 4. Versuchsanordnung zur Analyse elliptisch polarisierten Lichtes mittels eines $\lambda/4$ -Blättchens. Zeichenerklärung: L = Lichtquelle; F = Filter; $L_{1,2}$ = Linse; P = Polarisator; V = Versuchskörper; $\lambda/4$ -Bl. = $\lambda/4$ -Blättchen; A = Analysator; S = Schirm

gedreht, so ist der vom Versuchskörper bewirkte relative Gangunterschied der beiden Lichtkomponenten gegeben durch

$$m = \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{\varphi^0}{180^\circ}. \quad (5)$$

Den bisherigen Ausführungen zufolge ergibt sich für die praktische Durchführung einer Analyse elliptisch polarisierten Lichtes mittels eines $\lambda/4$ -Blättchens eine Versuchsanordnung, wie sie in Abb. 4 skizziert ist. Die Messung von φ erfolgt in einfacher Weise, wie in Abb. 4 angedeutet, durch Drehen des Analysators auf Dunkelheit.

III. Spannungen in elastisch deformierten Stäben

a) Mechanisch-thermische Beanspruchung von Einzelstäben

Für die Deformation eines Stabes in Richtung seiner Achse gilt bei elastischem Verhalten des Stabmaterials das Hookesche Gesetz:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \cdot \sigma \quad \begin{array}{l} E = \text{Elastizitätsmodul [kg/mm}^2\text{]} \\ \sigma = \text{Spannung [kg/mm}^2\text{]} \\ l = \text{ursprüngliche Länge des Stabes} \\ \Delta l = \text{Längenänderung des Stabes.} \end{array} \quad (6)$$

Dehnt sich der Stab bei einer Temperaturerhöhung (um Δt) aus, so ist seine relative Längenänderung gegeben durch:

$$\frac{\Delta l}{l} = \alpha \cdot \Delta t. \quad (7)$$

α ist hierbei der Ausdehnungskoeffizient, der bei höheren Temperaturen abhängig von der Temperatur und im folgenden kurz mit AK bezeichnet wird.

Wird der Stab an der Ausdehnung gehindert, so entsteht in ihm eine Wärmespannung von der Größe:

$$\sigma = \alpha \cdot E \cdot \Delta t. \quad (8)$$

Da sich die nachfolgenden Untersuchungen auf das Temperaturintervall jeweils von 25–100° C erstrecken, werden Korrekturen, die sich insbesondere aus den thermischen Längenänderungen und der Querdehnung ergeben, im folgenden wegen des geringen Einflusses vernachlässigt.

b) Mechanisch-thermische Beanspruchung zusammengesetzter Stäbe

Es werden zunächst zwei Stäbe verschiedenen Materials zusammengesetzt und von einer Kraft P um das Stück Δl zusammengedrückt. Die Elastizitätsmoduln (im folgenden mit E -Moduln abgekürzt) der beiden Stäbe seien E_1 und E_2 , ihre Querschnitte gleich groß, $F_1 = F_2 = F$ und ihre Längen l_1 und l_2 . Für beide Stäbe findet das Hookesche Gesetz in gleicher Weise Anwendung, so daß sich als Längenänderungen der Einzelstäbe ergeben:

$$\Delta l_1 = \frac{P}{E_1 \cdot F} \cdot l_1; \quad (9)$$

$$\Delta l_2 = \frac{P}{E_2 \cdot F} \cdot l_2. \quad (10)$$

Da die Summe der Längenänderungen $\Delta l_1 + \Delta l_2$ der erzeugten Gesamtlängenänderung Δl gleich sein muß, ergibt sich:

$$\Delta l = \Delta l_1 + \Delta l_2 = \sigma \frac{(E_1 \cdot l_2 + E_2 \cdot l_1)}{E_1 E_2}. \quad (11)$$

$\sigma = P/F$ ist die in den Stäben herrschende Spannung. Wenn nun noch $l_1 = l_2 = l/2$ gewählt wird, so vereinfacht sich der vorstehende Ausdruck zu

$$\frac{\Delta l}{l} = \sigma \cdot \left(\frac{E_1 + E_2}{2 E_1 E_2} \right). \quad (12)$$

Die Gl. (12) läßt sich also wie folgt noch einfacher schreiben:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E_0} \cdot \sigma, \quad (13)$$

wenn $E_0 = 2 \cdot E_1 \cdot E_2 / (E_1 + E_2)$ der E -Modul des Ersatzstabes ist.

Werden zwei Stäbe erwärmt, so dehnt sich jeder gemäß Gl. (7) um

$$\Delta l'_1 = l_1 \cdot \alpha_1 \cdot \Delta t \quad \text{bzw.} \quad \Delta l'_2 = l_2 \cdot \alpha_2 \cdot \Delta t \quad \text{aus.}$$

Werden beide Stäbe zusammengesetzt, so resultiert bei der Erwärmung eine Längenänderung von

$$\Delta l = \Delta l'_1 + \Delta l'_2 = (l_1 \cdot \alpha_1 + l_2 \cdot \alpha_2) \cdot \Delta t. \quad (14)$$

Sind Δl , Δt , l_1 und l_2 meßbare Größen und ist α_1 bekannt, dann folgt hieraus für α_2 :

$$\alpha_2 = \frac{\Delta l}{l_2 \cdot \Delta t} - \frac{l_1 \cdot \alpha_1}{l_2}. \quad (15)$$

Mit $l_1 = l_2 = l/2$ vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\alpha_2 = \frac{2 \Delta l}{l \cdot \Delta t} - \alpha_1. \quad (16)$$

Wird nun noch $\Delta l/l \cdot \Delta t = \alpha_0$ als AK des zusammengesetzten Stabes aufgefaßt, dann nimmt die letzte Gleichung die Form

$$\alpha_2 = 2 \cdot \alpha_0 - \alpha_1 \quad (17)$$

an.

Verhindert man den zusammengesetzten Stab an der Ausdehnung, dann ist dies gleichbedeutend damit, die bei ungehinderter Dehnung erfolgte Längenänderung Δl wieder rückgängig zu machen. Durch Kombination der Gln. (11) und (14) ergibt sich somit für diesen Fall

$$\Delta l \cdot (l_1 \cdot \alpha_1 + l_2 \cdot \alpha_2) = \sigma \left(\frac{l_1}{E_1} + \frac{l_2}{E_2} \right). \quad (18)$$

Ist nun wieder $l_1 = l_2 = l/2$, so erhält man:

$$\Delta l (\alpha_1 + \alpha_2) = \sigma \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right). \quad (19)$$

Die unbekannten E -Moduln können hier durch die bei gleicher Temperaturerhöhung Δt auftretenden Wärmespannungen der Einzelstäbe ersetzt werden:

$$E_1 = \frac{\sigma_1}{\alpha_1 \Delta t} \quad \text{bzw.} \quad E_2 = \frac{\sigma_2}{\alpha_2 \Delta t}. \quad (20)$$

Diese in Gl. (19) eingesetzt, ergibt:

$$\sigma = \frac{\sigma_1 \sigma_2 \cdot (\alpha_1 + \alpha_2)}{(\sigma_1 \cdot \alpha_2 + \sigma_2 \cdot \alpha_1)}. \quad (21)$$

Oder nach α_2 aufgelöst:

$$\alpha_2 = \alpha_1 \cdot \frac{\sigma_2 (\sigma_1 - \sigma)}{\sigma_1 (\sigma - \sigma_2)}. \quad (22)$$

Eine Bestimmung des unbekannten Ausdehnungskoeffizienten α_2 kann nun mit einem Vergleichsstab, dessen physikalische Daten α_1 und E_1 bekannt sind, stattfinden. Dazu mißt man jeweils die Wärmespannungen σ_1 und σ_2 der Einzelstäbe und σ des zusammengesetzten Stabes. Obwohl die Gl. (22) in ihrer Einfachheit zu einer Bestimmung des AK sehr geeignet erscheint, so scheidet sie, wie Vorversuche ergeben haben, zunächst noch wegen der ungenauen Bestimmung der Spannungsdifferenzen aus. Diese Ungenauigkeit beruht auf dem mehrmaligen Eingehen des Einspannfehlers.

IV. Versuchsordnung zur Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten und Elastizitätsmoduls fester Stoffe

a) Das spannungsoptische Gerät, seine Konstruktion und Wirkungsweise

Für die praktische Durchführung der spannungsoptischen Ausdehnungsmessung war die Entwicklung eines Gerätes nötig, an das folgende Anforderungen gestellt wurden:

1. Die als Versuchsobjekte dienenden Stäbe mußten einwandfrei einzuspannen und zu belasten sein. Als einwandfrei soll dabei eine Einspannung bezeichnet werden, welche die Stäbe nur in Richtung ihrer Achse beansprucht und eine über den ganzen Stabquerschnitt konstante Spannung hervorruft.

2. Die Versuchsstäbe mußten meßbar belastet und deformiert werden können.

3. Eine Heizvorrichtung war vorzusehen, um die Probestäbe auf eine über ihre ganze Länge konstante Temperatur erhitzen zu können. Insbesondere durfte nach Möglichkeit keine Erwärmung der Einspannvorrichtung stattfinden.

4. Die Versuchsstäbe mußten mit Licht durchstrahlt werden können.

Mit dem in Abb. 5 dargestellten, später noch etwas abgeänderten Gerät wurde versucht, diesen Anforderungen zu genügen. Anschließend folgt eine kurze Erläuterung der Konstruktion und Wirkungsweise des entwickelten Gerätes an Hand der Abb. 5.

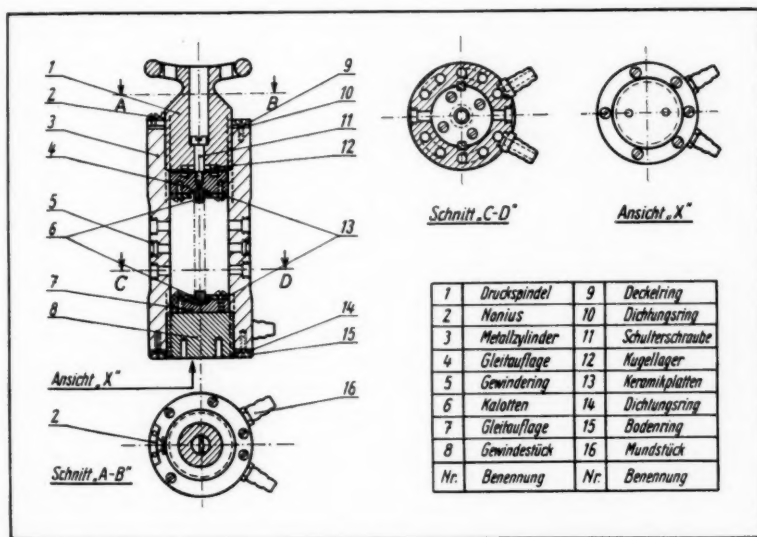


Abb. 5. Die verschiedenen Teile des spannungsoptischen Gerätes

Das Kernstück des Apparates bildet der Stahlzylinder (3), dessen Mantel der Länge nach 10 Bohrungen besitzt, die an den Stirnflächen des Zylinders derart miteinander verbunden sind, daß sie nach Anschrauben der Teile (9), (10), (14) und

(15) eine Kühlschlange bilden. Diese Kühlschlange kann über die Stützen (16) an einen Thermostaten angeschlossen und damit das ganze Gerät auf konstanter Temperatur gehalten werden. In den Zylinder (3) ist von oben die Druckspindel (1) und von unten das Gewindestück (8) eingeschraubt. Die Druckspindel besitzt an ihrem oberen Ende eine Gradteilung, die mit einem Nonius (2) abgelesen werden kann. Mit der Druckspindel (1) ist die Gleitauflage (4) über das Kugellager (12) durch die Schraube (11) verbunden. Die Gleitauflage (4) und eine ihr ähnliche (7) am anderen Ende des Zylinders über dem Gewindestück (8) werden gegen Verdrehen in zwei Nuten geführt. In die Gleitauflagen sind die Kugelkalotten (6) eingeschliffen, welche von zwei Keramikplatten (13), die an den Gleitauflagen befestigt sind, in ihren Lagern gehalten werden.

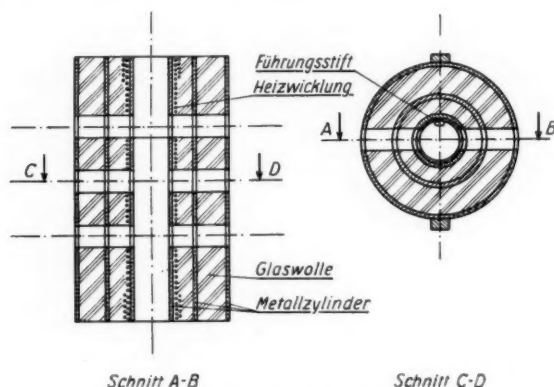


Abb. 6. Schnitt durch das Heizsystem

Das Innere des Zylinders (3) wird im wesentlichen von einem Heizsystem (Abb. 6) ausgefüllt. Dieses besteht aus drei konzentrischen Metallzylindern, auf deren innersten mittels einer Mischung aus Wasserglas und Feldspat eine Heizwicklung aufgekittet ist. Der Zwischenraum zwischen dem innersten und den beiden darauffolgenden Zylindern ist mit einem Wärmeisolationstoff (Glaswolle) ausgefüllt, um die Wärmeableitung von der Heizung zum Außenzylinder (3) möglichst gering zu halten. Die drei Metallzylinder sorgen für eine gleichmäßige Wärmeverteilung. Das Heizsystem wird im Innern des Zylinders (3) ebenfalls in zwei Nuten geführt.

In das innerste Rohr des Heizsystems ist eine „Patrone“ (Abb. 9) eingepaßt. Die Versuchsstäbe werden in diese Patrone eingeführt und mit dieser in das Gerät eingesetzt. Dabei sorgen ein Führungsstift im Heizzylinder und eine entsprechende Nut in der Patrone dafür, daß diese nicht verdreht wird und somit der Meßstab stets in der vorgeschriebenen Richtung im Gerät steht.

Als Versuchsstäbe werden Stäbe mit den Abmessungen $5 \cdot 5 \cdot 120 \text{ mm}^3$ gewählt.

Das Gerät besitzt 6 Bohrungen, die sowohl den Zylinder (3), als auch das Heizsystem durchsetzen und von denen sich je zwei diametral gegenüberstehen. Die

Bohrungen dienen dazu (vgl. Abb. 7), die Stromzuführung zum Heizsystem, die Temperaturmessung mit einem Thermoelement im Innern des Gerätes und die Durchstrahlung des Probestabes zu ermöglichen. Die Durchstrahlungsfenster sind mit spannungsfreien Glasscheiben verschlossen.

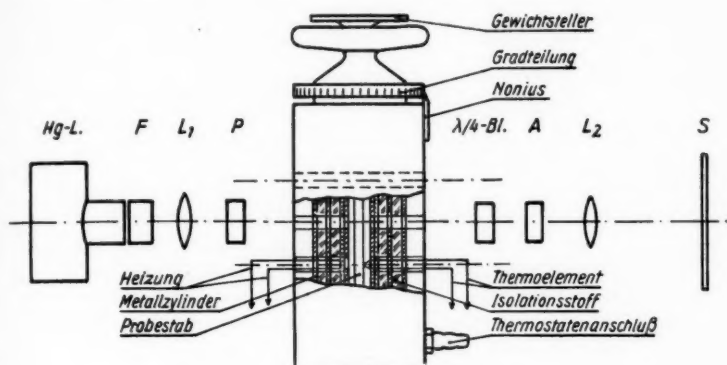


Abb. 7. Schema der Versuchsanordnung

Setzt man nun einen Glasstab in das Gerät ein, so steht dieser stets senkrecht zu dem ihn durchsetzenden Lichtstrahl. Mit Hilfe der Druckspindel (1) kann der Stab meßbar deformiert werden, wobei sich dessen Längenänderung über die Schraubenganghöhe der Spindel aus deren Drehwinkel berechnen läßt. Zur besseren Messung der Deformation kann auf die Druckspindel ein zentrisch gelagerter Spiegel aufgesetzt und der Drehwinkel mit Hilfe eines Lichtzeigers genauer gemessen werden. Sind die Endflächen der Meßstäbe nicht genau parallel, so passen sich die Kugelkalotten (6) den Endflächen an und ermöglichen damit eine einwandfreierte Belastung. Es muß allerdings vorausgesetzt werden, daß die Abweichungen der Stabendflächen von der Parallelität nur gering sein dürfen, weil sonst in den Versuchsstäben erheblich störende Biegespannungen auftreten können.

Neben der Deformation der Probestäbe mit der Druckspindel können diese auch meßbar mit Gewichten belastet werden, indem man die Schraube (11) gegen einen Gewindestab austauscht, der an seinem oberen Ende einen Gewichtsteller trägt (vgl. Abb. 7). Für diese Messung ist es nötig, daß zwischen der Spindel (1) und dem Gegenlager (4) ein geringer Zwischenraum existiert, der am einfachsten dadurch hergestellt wird, daß man das Kugellager (12) entfernt. Das Kugellager (12) hatte die Aufgabe, die bei der Deformation der Stäbe auftretende Reibung zwischen der Spindel (1) und dem Gegenlager (4) zu vermindern. Es erwies sich bei den nachfolgenden Messungen jedoch als überflüssig, so daß diese sämtlich ohne Kugellager durchgeführt wurden.

b) Der optische Versuchsaufbau

Die optische Versuchsanordnung entspricht im Prinzip vollkommen der Abb. 4. Als Lichtquelle wird eine Hg-Hippel-Lampe mit Kondensor und Grünfilter

(546 m μ) benutzt. Versuchsmodell ist der im spannungsoptischen Apparat eingespannte Versuchsstab, welcher mit parallelem Licht durchstrahlt und von der Linse L_2 auf den Schirm S abgebildet wird. Die Hauptspannungsrichtungen liegen senkrecht und parallel zur Längsrichtung des Probestabes.

Der optischen Abbildung wurde meist die direkte Beobachtung der Versuchsstäbe mit dem Auge vorgezogen. Für diesen Fall ist die optische Versuchseinrichtung so abzuändern, daß die Linse L_1 durch eine Mattscheibe und die Linse L_2 durch das Auge des Beobachters ersetzt wird.

c) Der Temperaturverlauf längs der Versuchsstäbe

Für die Ausdehnungsmessungen mit dem spannungsoptischen Gerät ist der Temperaturverlauf längs der Versuchsstäbe von Bedeutung. Im Idealfall soll, wie schon angeführt, die Temperatur über die ganze Länge des Probestabes konstant sein und keine Erwärmung der Einspannvorrichtung (insbesondere also der Kugalkalotten und der Gleitauflagen) stattfinden.

Zur Untersuchung des Temperaturverlaufes wurde ein Probestab aus Glas angefertigt, der in seinem Innern eine Kapillare von 0,3 mm Durchmesser besaß. Diese Kapillare konnte mit einem Thermoelement abgefahren und so die Temperaturverteilung ermittelt werden.

An Hand der durchgeführten Messungen war es möglich, den Temperaturverlauf durch Veränderungen am Heizsystem und an der Einspannvorrichtung wesentlich zu verbessern. Die Abb. 8 zeigt einen Temperaturverlauf, wie er vorhanden ist, wenn die Heizung nur einlagig gewickelt ist und die Versuchsstäbe von zwei Metallführungen zentrisch in der Mitte des Gerätes gehalten werden.

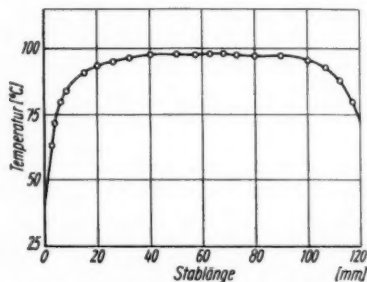


Abb. 8. Temperaturverlauf längs des Versuchsstabes

entwickelt, die in Abb. 9 dargestellt ist. Die Versuchsstäbe werden in die Patrone eingesetzt und mit dieser in das Gerät eingeführt. Die Probestäbe sind in der Patrone zwischen zwei Metallschienen gelagert, von denen die eine beweglich gehalten ist und von einer Feder gegen die Stäbe gedrückt wird. Die Metallschienen bewirken infolge ihrer großen Wärmeleitfähigkeit eine gleichmäßige Wärmeverteilung.

Um den Temperaturverlauf an den Stabenden noch günstiger zu gestalten, wurde auf die Enden des Heizzylinders eine zusätzliche Heizwicklung aufgebracht.

Der endgültige Temperaturverlauf, wie er nach den letzten Abänderungen vorlag, ist in der Abb. 10 bei oben (Kurve 1) und bei unten (Kurve 2) offenem Gerät

Aus der Abb. 8 ist zu erkennen, daß an den Enden der Stäbe über einen Bereich von etwa 20 mm ein starker Temperaturanstieg stattfindet, während in den mittleren Zonen an den Stellen, wo sich die Durchstrahlöcher befinden, deutliche Einbuchtungen im Temperaturverlauf vorhanden sind.

Im Verlaufe der Verbesserung der Temperaturverteilung wurde eine Patrone

wieder
schun
angen
perat
messe
Wärm
eine

E
ober
ergab
von
verle
Kur

70
60
50
40
30
20

Abb
läng

den
ein

wo
wu
tio

me

wiedergegeben. Man erkennt, daß die Kurven 1 und 2 bis auf die Seitenvertauschung einen vollkommen ähnlichen Verlauf haben. Demzufolge kann begründet angenommen werden, daß bei geschlossenem Gerät an den Stabenden ein Temperaturverlauf vorliegt, wie er sonst jeweils an dem geschlossenen Ende ausgemessen wurde. Weiterhin kann aus den Kurven geschlossen werden, daß die Wärmeableitungen an den Metallagern praktisch gleich sind und das Heizsystem eine zur Stabmitte symmetrische Temperaturverteilung bewirkt.



Abb. 9. Die Einsatzpatrone zur Halterung der Versuchsstäbe

Eine Überprüfung der Stabtemperaturen bei geschlossenem Gerät durch das obere bzw. untere Fenster (d. i. bei einer Stablänge von etwa 30 bzw. 90 mm) ergab, daß die Temperaturen an diesen Stellen bei einer Stabmittentemperatur von etwa 100°C um weniger als $0,5^\circ\text{C}$ voneinander abwichen. Der Temperaturverlauf kann daher in der Weise vervollständigt werden, wie es für vier vermessene Kurven in der Abb. 11 getan ist.

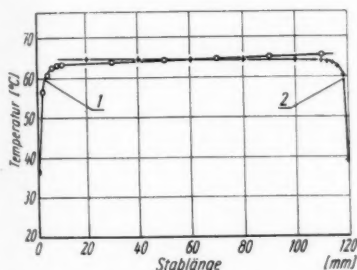


Abb. 10. Verbesselter Temperaturverlauf längs des Glasstabes gemessen bei jeweils einseitig offenem Gerät

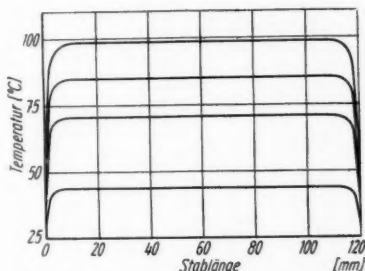


Abb. 11. Vervollständigter Temperaturverlauf bei geschlossenem Gerät und bei verschiedenen Stabmittentemperaturen

Für die spätere Berechnung der Ausdehnungskoeffizienten kann man, solange der ΔK nur wenig von der Temperatur abhängt, den Temperaturverlauf durch eine über den ganzen Stab konstante Temperatur t_M ersetzen. t_M ergibt sich zu

$$t_M = \frac{1}{l} \cdot \int_0^l (t - 25^\circ) dl + 25^\circ, \quad (23)$$

wobei über die Länge l des Versuchsstabes integriert wird. Der Wert des Integrals wurde für die Kurven der Abb. 11 durch Planimetrieren ermittelt und als Funktion der Stabmittentemperatur in Abb. 12 graphisch dargestellt.

Die Abb. 12 läßt einen linearen Zusammenhang zwischen t_s und den planimetrierten Flächen F erkennen, der, wie aus anderen Messungen hervorgeht, bis

zu Temperaturen von 150° C gesichert ist. Daraus folgt, daß sich der Temperaturverlauf bis zu dieser Temperatur nicht wesentlich ändert und weiter, daß wegen Gl. (23) t_M linear mit t_s verbunden ist. Es gilt ferner, wenn die Temperaturdifferenzen auf 25° C bezogen werden:

$$\Delta t_M = 0,98 \Delta t_s. \quad (24)$$

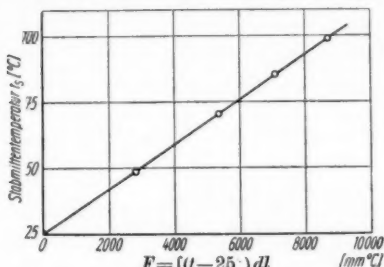


Abb. 12. Zusammenhang zwischen Stabmittentemperatur und „Temperaturflächen F “.

Mit dem Thermoelement wird stets die Temperatur t_s der Versuchsstäbe (und zwar durch eins der beiden mittleren Fenster im Gerät) gemessen.

d) Temperaturmessung mittels eines Thermoelements

Sämtliche Temperaturmessungen erfolgten mit einem Eisen-Konstantan-Thermoelement. Die Thermokraft dieses Elementes betrug etwa $50 \cdot 10^{-6}$ Volt/Grad zwischen 25° und 100° C. Sein innerer Widerstand war 80 Ohm. Als Meßinstrument für den Thermostrom diente ein Spiegelgalvanometer mit einer Empfindlichkeit von $8 \cdot 10^{-8}$ Amp pro Skt. der Instrumentenskala und einem inneren Widerstand von 176 Ω . Mit Hilfe eines Lichtzeigers wurde über den Spiegel des Galvanometers auf einer in Temperaturgraden geeichten Skala die vom Thermoelement gemessene Temperatur angezeigt. Die Eichung des Thermoelementes fand in einem Wasserbade statt. Als Eichthermometer diente ein Präzisions-thermometer mit $1/10$ Grad Teilung. Die Nebenlötstellen des Thermoelementes befanden sich in Eiswasser, die Temperaturen waren also gegen 0° C zu beziehen.

V. Bestimmung der spannungsoptischen Konstanten K

a) Absolutmessung von K

Aus den Gln. (4) und (5) ergibt sich:

$$m = \frac{\varphi^0}{180^\circ} = K \cdot d \cdot \sigma = K \cdot \frac{P}{b}, \quad (25)$$

wenn b die Breite der Versuchsstäbe und P die wirksame Kraft ist. Die Gl. (25) bildet die Grundlage für die Bestimmung der spannungsoptischen Konstanten. Die Messung selbst geht folgendermaßen vor sich:

Man setzt die Probestäbe in das Gerät ein und belastet sie mit Gewichten, welche auf den Gewichtsteller (vgl. Abb. 7) aufgesetzt werden. Bei unbelastetem Modell ist das Gesichtsfeld dunkel, der Analysator steht gekreuzt zum Polarisator und unter 45° gegen die Stabachse. Nach der Belastung hellt sich infolge der Doppelbrechung des Stabes das Gesichtsfeld auf und es ist bei Benutzung des $\lambda/4$ -Blättchens ein Analysatordrehwinkel φ nötig, um diese Aufhellung rückgängig zu machen. Mit dem Analysatordrehwinkel φ , den bekannten Stabmaßen und dem Belastungsgewicht P ergibt sich aus Gl. (25) sofort die spannungsoptische Konstante ($\lambda = 546 \text{ m}\mu$).

Die nach diesem Verfahren erhaltenen spannungsoptischen Konstanten von 13 Gläsern sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Die Tabelle enthält neben den spannungsoptischen Konstanten noch die Maße der verwendeten Versuchsstäbe.

Tabelle 1

Glas	$K \cdot 10^2$ mm/kg	Länge mm	Breite mm	Dicke mm
BaLF4	5,4	120	5,03	5,04
BaLF5	5,5	120	5,00	5,05
BaLF6	5,2	120	5,01	5,04
BaK1	4,8	120	5,00	5,06
BaK4	5,2	120	5,02	5,03
BaF3	5,4	120	5,04	5,06
BaF4	5,0	120	5,04	5,04
SK1	4,1	120	5,00	5,04
SK6	4,1	120	5,00	5,05
SK10	3,4	120	5,08	5,08
BK7	5,0	120	5,07	5,07
SSK1	4,0	120	5,02	5,05
Rasoth.	7,1	120	4,93	4,97

b) Relativmessung von K

Durch Zusammensetzen zweier Stäbe ist es möglich, bei Kenntnis der spannungsoptischen Konstanten des einen Stabes, der hier als Vergleichsstab dient, die des andern in einfacher Weise zu bestimmen. Man deformiert zu diesem Zwecke den zusammengesetzten Stab und erhält für die beiden Einzelstäbe im allgemeinen zwei voneinander verschiedene Analysatordrehwinkel φ_1 und φ_2 . Nach Gl. (25) ist, da in beiden Stäben die gleiche Kraft P wirkt,

$$\varphi_1^0 = 180^\circ \cdot K_1 \cdot \frac{P}{b_1}$$

$$\varphi_2^0 = 180^\circ \cdot K_2 \cdot \frac{P}{b_2}$$

oder

$$\frac{\varphi_1^0}{\varphi_2^0} = \frac{K_1}{K_2} \cdot \frac{b_2}{b_1} \quad (26)$$

Es wird also

$$K_2 = K_1 \cdot \frac{b_2}{b_1} \cdot \frac{\varphi_1^0}{\varphi_2^0} \quad (27)$$

Bei der praktischen Durchführung der Messungen wurden die zu untersuchenden Stäbe stets mit dem gleichen Vergleichsstab der Glasart SSK1 zusammengesetzt, dessen spannungsoptische Konstante, wie aus der Tabelle 1 zu ersehen ist, $K = 4,0 \cdot 10^{-2}$ [mm/kg] beträgt. Der zusammengesetzte Stab wurde schrittweise deformiert und φ_1 als Funktion von φ_2 aufgenommen. Die Abb. 13 gibt das Meßergebnis für die Stabkombination SSK1—BaLF4 wieder. Man erkennt, daß φ_1 proportional zu φ_2 ist. Dieser Sachverhalt wurde für sämtliche untersuchten Gläser bestätigt gefunden.

Die spannungsoptischen Konstanten, gemessen nach dieser Vergleichsmethode, sind neben den Stabdimensionen der verwendeten Probestäbe in der Tabelle 2 aufgeführt.

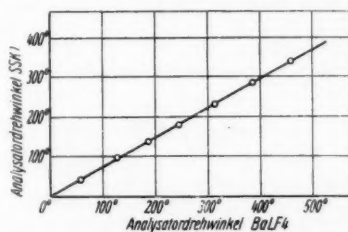


Abb. 13. Die jeweils zur Kompensation der Aufhellungen gemessenen Analysatordrehwinkel bei verschiedenen Laststufen

c) Temperaturabhängigkeit der spannungsoptischen Konstanten K

Nach Untersuchungen von Jessop und Filon¹⁾ ist die Doppelbrechung bei Gläsern innerhalb der Elastizitätsgrenze den Spannungen proportional.

Die Temperatur beeinflusst die Doppelbrechung in der Weise, daß die Brechungsexponenten der beiden Lichtkomponenten mit der Temperatur vergrößert werden²⁾. Eine Abhängigkeit der spannungsoptischen Konstanten dürfte sicher

nur gering sein, da angenommen werden kann, daß die Hauptbrechungsindizes sich in gleicher Weise mit der Temperatur ändern und somit ihre Differenz annähernd konstant bleibt. Infolge der Wärmeausdehnung tritt eine Abnahme der Dichte auf, welche nicht ohne Einfluß auf den Brechungsindex bleibt. Im normalen Falle nimmt der Brechungsindex bei durch-

Tabelle 2

Glas	$K \cdot 10^2$ mm/kg	Länge mm	Breite mm	Dicke mm
BaLF4	5,6	60	5,00	5,04
BaLF5	5,5	60	5,00	5,04
BaLF6	5,2	60	5,02	5,02
BaK1	4,8	60	5,00	5,07
BaK4	5,3	60	5,03	5,09
BaF3	5,3	60	5,00	5,04
BaF4	5,1	60	5,00	5,04
SK1	4,1	60	5,00	5,10
SK6	4,1	60	5,00	5,10
SSK1	4,1	60	5,02	5,04

sichtigen festen und flüssigen Stoffen mit zunehmender Temperatur (also geringer werdender Dichte) ab. Bei den meisten Gläsern ist dagegen ein Anwachsen des Brechungsindex mit der Temperatur beobachtet worden³⁾.

Die Temperaturabhängigkeit der spannungsoptischen Konstanten kann nun folgendermaßen untersucht werden:

Die Versuchsstäbe werden in das Gerät eingesetzt und mit Gewichten belastet. Die entstehende Doppelbrechung und der sich daraus ergebende Gangunterschied wird kompensiert und daraufhin der Probestab erwärmt. Falls nun eine Temperaturabhängigkeit der spannungsoptischen Konstanten vorhanden wäre, müßte sich das Gesichtsfeld aufhellen. Aus dem zur Kompensation dieser Aufhellung nötigen Analysatordrehwinkel ließe sich dann der Temperaturkoeffizient von K berechnen.

Mit sämtlichen 13 zur Verfügung stehenden Gläsern wurden die eben geschilderten Untersuchungen durchgeführt und überall folgendes Resultat erhalten:

Bei der hier vorliegenden Meßgenauigkeit war in dem Temperaturintervall von 25–100° C keine Änderung von K feststellbar.

VI. Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten nach der σ -Methode

a) Messungen mit einfachen Stäben

Der ersten Methode der spannungsoptischen Bestimmung des AK liegt folgendes Meßprinzip zugrunde:

Es wird ein Versuchsstab zunächst bei Zimmertemperatur in das spannungsoptische Gerät eingesetzt und mit Hilfe der Druckspindel um das Stück $\Delta l'$ de-

¹⁾ H. Thieme, Glas, Bd. I, S. 301f.

²⁾ H. Thieme, Glas, Bd. I, S. 302.

³⁾ H. Thieme, Glas, Bd. I, S. 292f.

formiert. Man kompensiert den entstehenden Gangunterschied. Der Analysator steht nach erfolgter Kompensation dann auf einem bestimmten Winkel φ_0 und dieser legt im folgenden die optische Marke fest.

Der Stab wird jetzt meßbar um das Stück Δl entlastet, wobei zur Erreichung einer festen Einspannung $\Delta l < \Delta l'$ sein muß. Bei der Entlastung tritt eine Aufhellung des Gesichtsfeldes ein. Hierauf wird der Versuchsstab so lange langsam erwärmt, bis durch den Analysator wiederum Dunkelheit zu beobachten ist. Der

Tabelle 3

	Glas	$\alpha_{TW} \cdot 10^6$	$\alpha_{Gem} \cdot 10^6$	Spannung [kg/mm ²]
Abb. 14. Ausdehnungskurve des Glases SK 1 nach der σ -Methode	BaLF 4	7,06	7,23	3,95
	BaLF 5	8,90*	8,90	3,72
	BaLF 6	7,63	7,71	3,30
	BaK 1	7,99*	8,31	3,10
	BaK 4	7,48	7,78	2,80
	BaF 3	8,25	8,25	2,06
	BaF 4	8,21	8,27	3,26
	SK 1	6,36	6,60	2,87
	SK 6	6,52*	6,65	3,58
	SK 10	7,20	7,35	4,25
	BK 7	7,75	8,01	3,18
	SSK 1	6,54	6,60	3,43
	Rasotherm	3,17*	3,27	2,85

Stab ist dann bezogen auf die gleiche Spannung wieder um Δl verkürzt worden. Wenn man den Meßvorgang der Entlastung und nachträglichen Erwärmung nun von der jetzt erreichten Temperatur ausgehend wiederholt, kann man die Längenänderung des Probestabes als Funktion der Temperatur aufnehmen und aus diesem Zusammenhang den AK nach Gl. (7) berechnen. Das Ergebnis einer Messung findet sich in der Abb. 14. Hier sind die einzelnen Schritte gleich aneinander gereiht aufgezeichnet.

Bei dem eben beschriebenen Meßverfahren wird jeweils auf einen bestimmten Analysatordrehwinkel φ_0 eingestellt. Die daraus berechneten Druckspannungen sind in der nachstehenden Tabelle 3 aufgeführt. Diese enthält wie alle folgenden Tabellen neben den gemessenen AK ($\alpha_{gem.}$) deren Tabellenwerte (α_{TW}).

Die mit einem Stern versehenen AK sind von dem VEB. Schott u. Gen., Jena, gemessen und die anderen sind den glastechnischen Tabellen entnommen worden⁴⁾.

b) Messungen mit zusammengesetzten Stäben

Werden zwei gleich lange Stäbe verschiedener Glasart, von denen einer als Vergleichsstab dient, zusammengesetzt, so läßt sich der AK (α_0) dieses zusammengesetzten Stabes — des Ersatzstabes — genau wie unter a) bestimmen. Aus diesem berechnet sich der AK des unbekannten Einzelstabes dann nach Gl. (17). Der Vorteil der Messung mit zusammengesetzten Stäben besteht darin, daß der zu untersuchende Stab nicht durchsichtig zu sein braucht, sofern nur der Vergleichsstab durchsichtig ist. Man wird so in die Lage versetzt, die AK beliebiger fester,

⁴⁾ Glastechnische Tabellen, S. 311f.

wärmebeständiger Stoffe, die hinreichend gute elastische Eigenschaften besitzen, zu bestimmen.

Bei den durchgeführten Messungen wurde ein Vergleichsstab der Glassorte BaK1 verwendet. Als Versuchsstäbe dienten die in der Tabelle 2 aufgeführten Glasstäbe sowie zwei Metallstäbe. Das Ergebnis der Messungen findet man in der Tabelle 4.

Tabelle 4

Glas (Metall)	$\alpha_{TW} \cdot 10^6$	$\alpha_{Gem} \cdot 10^6$	Spannung [kg/mm ²]
BaLF4	7,06	6,68	2,22
BaLF5	8,90*	8,42	2,42
BaLF6	7,63	8,32	2,00
BaK 1	7,99*	7,90	5,15
BaK 4	7,48	7,50	4,57
BaF3	8,25	8,32	2,23
BaF4	8,21	9,45	2,65
SK 1	6,36	6,68	3,02
SK 6	6,52*	6,58	3,40
SSK 1	6,54	6,79	3,55
Stahl	11–12	13,00	3,06
Messing	18–19	18,00	3,02

zu vermeiden, wurden die Metallstäbe zwischen zwei gleich langen Glasstäben (je $5 \cdot 5 \cdot 30$ mm³) gelagert.

VII. Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten nach der Δl -Methode

a) Messungen mit einfachen Stäben

Das zweite Verfahren der spannungsoptischen Bestimmung des AK geht auf die Gln. (6) und (8) zurück. Durch Kombination beider Gleichungen mit Gl. (25) ergibt sich:

$$\frac{\Delta\sigma}{E} = \frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta\varphi^0}{180^\circ \cdot K \cdot d \cdot E} \quad (28)$$

$$\frac{\Delta\sigma}{E} = \alpha \cdot \Delta t = \frac{\Delta\varphi^0}{180^\circ \cdot K \cdot d \cdot E} \quad (29)$$

Unter Zugrundelegung dieser Gleichungen kann man den AK durch zwei Messungen erhalten. Dazu spannt man zunächst den Probestab fest in das spannungsoptische Gerät ein, erwärmt ihn und nimmt die zur Kompensation der Wärmespannungen erforderlichen Analysatordrehwinkel $\Delta\varphi$ als Funktion der Temperaturerhöhung auf. Dann entlastet man den Stab bei der höchsterreichten Temperatur und mißt darauf bei stufenweiser Verkürzung der Stäbe $\Delta\varphi = f(\Delta l)^5$. Die beiden Kurven $\Delta\varphi = f(\Delta t)$ und $\Delta\varphi = f(\Delta l)$, wie sie in den Abb. 15 und 16 für das Glas SK1 wiedergegeben sind, lassen sich einander zuordnen, dergestalt, daß man aus ihnen für ein beliebiges $\Delta\varphi$ die Bestimmungsgrößen Δl und Δt entnimmt. Mit diesen läßt sich dann vermöge Gl. (7) der AK berechnen.

Die nach der vorstehenden Methode erhaltenen AK sind in Spalte 3 der Tabelle 5 zu finden.

⁵⁾ Damit man nur lineare Abhängigkeiten erhält, wurde jeweils wegen der bei höherem Druck zunehmenden Verfestigung der Apparatur eine Vorspannung in den Gläsern von etwa 3 kg/mm² erzeugt.

b) Messungen mit zusammengesetzten Stäben

Die Messung mit zusammengesetzten Stäben gestaltet sich genau so wie die eben beschriebene Messung mit Einzelstäben. Bei der Verwendung von Metallstäben hat man auch hier diese wieder zwischen zwei Glasstäben zu lagern. Die

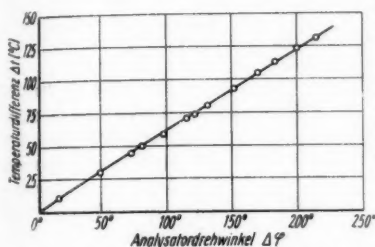


Abb. 15. Die Wärmespannungen des Glasstabes SK1 ausgedrückt durch den Kompensationswinkel $\Delta\varphi$ in Abhängigkeit von der Temperaturerhöhung Δt

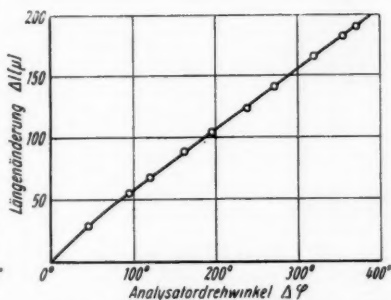


Abb. 16. Durch die Druckspindel hervorgerufene Verkürzungen des Glasstabes SK1 als Funktion des Kompensationswinkels. (Die anfängliche Krümmung der Kurve ist auf die zunehmende Verfestigung der Einspannung zurückzuführen)

Bestimmung des unbekannten AK geht nun so vor sich, daß man den AK α_0 des zusammengesetzten Stabes wie bei den Einzelstäben ermittelt und unter Benutzung der Gl. (17) mit dem AK α_1 des Vergleichsstabes den gesuchten AK α_2 berechnet. Die Kurven $\Delta\varphi = f(\Delta t)$ und $\Delta\varphi = f(\Delta l)$, aus denen der AK α_0 gewonnen wurde, unterscheiden sich in ihrem Wesen nicht von den Kurven der Abb. 15 und 16.

Die Meßergebnisse sind in der 4. Spalte der Tabelle 5 aufgeführt.

VIII. Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten mit einer Meßuhr

Die Ausdehnungskoeffizienten der Versuchsstäbe konnten unter Benutzung dieses Gerätes auch nach einem nichtspannungsoptischen Verfahren bestimmt werden, was hier besonders zur Kontrolle geschah. Das Prinzip der Meßmethode ist unmittelbar aus der Abb. 17 ersichtlich.

In die obere Gleitauflage des spannungsoptischen Apparates wird der Bolzen B eingeschraubt. Auf diesen Bolzen setzt die Meßuhr M auf, welche durch eine

Tabelle 5

Glas (Metall)	$\alpha_{TW} \cdot 10^6$	$\alpha_{Gem} \cdot 10^6$	$\alpha_{Gem} \cdot 10^6$
BaLF4	7,06	7,02	7,15
BaLF5	8,90*	8,90	—
BaLF6	7,63	7,68	7,35
BaK1	7,99*	8,25	—
BaK4	7,48	7,78	7,75
BaF3	8,25	8,26	—
BaF4	8,21	8,46	8,32
SK1	6,36	6,66	6,84
SK6	6,52*	6,72	7,09
SK10	7,20	7,13	—
BK7	7,75	7,73	—
SSK1	6,54	6,79	7,05
Rasotherm	3,17*	3,29	—
Stahl	11—12	—	13,50
Messing	18—19	—	20,80
Aluminium	19—25	—	24,00

geeignete Halterung mit der Druckspindel verbunden ist. Wird der Probestab P erwärmt, so zeigt die Meßuhr direkt die von der Temperaturdifferenz Δt hervorgerufene Längenänderung Δl an. Man kann nun wieder Δl als Funktion von Δt aufnehmen und daraus unter Verwendung der Gl. (7) den AK berechnen. Die Meßuhr M besaß eine 1μ -Teilung.

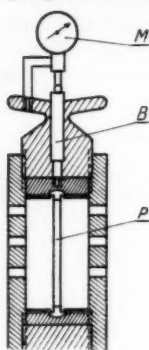


Abb. 17. Anordnung zur Messung der thermischen Ausdehnung von Stäben mittels einer Meßuhr

Tabelle 6

Glas (Metall)	$\alpha_{TW} \cdot 10^5$	$\alpha_{Gem} \cdot 10^5$
BaLF4	7,06	7,22
BaLF5	8,90*	8,90
BaLF6	7,63	7,69
BaK1	7,99*	8,10
BaK4	7,48	7,62
BaF3	8,25	8,25
BaF4	8,21	8,32
SK1	6,36	6,52
SK6	6,52*	6,61
SK10	7,20	7,27
SSK1	6,54	6,72
BK7	7,75	7,86
Stahl	11–12	13,10
Messing	18–19	20,50
Aluminium	19–25	23,20

Man kann nun wieder Δl als Funktion von Δt aufnehmen und daraus unter Verwendung der Gl. (7) den AK berechnen. Die Meßuhr M besaß eine 1μ -Teilung.

Abschließend vermittelt die Tabelle 6 einen Überblick über die mit der Meßuhr gemessenen AK der bereits bekannten 12 Gläser und 3 Metallstäbe.

IX. Bestimmung des Elastizitätsmoduls

Unter Anwendung der „ Δl -Methode“ läßt sich, wie eingangs erwähnt, der Elastizitätsmodul der Gläser bestimmen. Dazu benötigt man die spannungsoptische Konstante, um aus den Kompensationswinkeln $\Delta \varphi$ nach Gl. (25) die entsprechenden Druckspannungsdifferenzen zu berechnen und somit den Zusammenhang zwischen der Verformung Δl und der Spannungsdifferenz $\Delta \sigma$ herzustellen. Mit diesen Bestimmungstücken kann man dann nach Gl. (6) bei gegebener Stablänge den E -Modul ermitteln.

Vorversuche haben nun ergeben, daß auf Grund der Nachgiebigkeit des gesamten Drucklagers die aus oben angegebenen Größen berechneten E -Moduln stets kleiner als die Tabellenwerte und die Korrekturfaktoren selbst eine Funktion des E -Moduls sind. Es sei hier gleich bemerkt, daß die mechanische Nachgiebigkeit des Lagers auf die spannungsoptische Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten praktisch keinen Einfluß hat, da die jeweiligen Meßergebnisse unter gleichen mechanischen, äußeren Bedingungen gewonnen wurden.

In der nachstehenden Tabelle 7 sind nun neben den Tabellenwerten die aus den $\Delta \varphi = f(\Delta l)$ -Geraden gewonnenen „ E -Moduln“, die wegen der noch anzubringenden Korrektur im folgenden als E' -Werte bezeichnet werden, für zwei verschiedene Temperaturen (E'_1 bei 25°C und E'_2 bei 100°C) aufgeführt.

Wie man der Tabelle entnehmen kann, läßt sich aus den Werten keine Gesetzmäßigkeit erkennen, dergestalt, daß stets $E'_1 > E'_2$ ist. Obwohl die meisten Gläser einen negativen Temperaturkoeffizienten (etwa 1–2%) haben, also die E -Moduln mit steigender Temperatur abnehmen, konnte infolge der Einspannfehler diese Abhängigkeit nicht festgestellt werden. Aus diesem Grunde sind die E' -Werte wie man sie in der fünften Spalte der Tabelle 7 vorfindet, gemittelt worden.

Den systematischen Fehler, bedingt durch das Nachgeben des Gesamtlagers, könnte man nun durch Verwendung von Eichstäben bestimmen und somit den Korrekturfaktor als Funktion des E' -Wertes festhalten.

Mangels geeigneter Eichstäbe wurden die gemessenen E' -Werte mit den Tabellenwerten, die hier als Richtwerte anzusehen sind, in Verbindung gebracht, was im einzelnen in der Abb. 18 wiedergegeben ist. Mittels der dort eingezeichneten Geraden könnte man also in diesem Meßbereich für jeden E' -Wert den endgültigen E -Modul entnehmen.

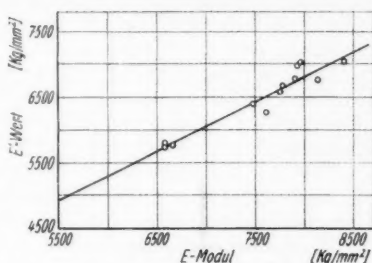


Abb. 18. Die Korrektur-Gerade

Tabelle 7

Glas	E_{TW} [kg/mm ²]	E_1 [kg/mm ²]	E_2 [kg/mm ²]	$E' = \frac{1}{2}(E_1 + E_2)$ [kg/mm ²]
BaLF4	7756	6580	6590	6585
BaLF5	6584	5800	5670	5735
BaLF6	7612	6170	6350	6260
BaK1	7476	6430	6350	6390
BaK4	7770	6650	6650	6650
BaF3	6666	5680	5730	5705
BaF4	6584	5770	5790	5780
SK1	7913	6760	6770	6765
SK6	8132	6750	6730	6740
SK10	8396	7080	6880	6980
SSK1	7959	7100	6920	7010
BK7	7931	6900	7050	6975
Rasotherm	—	4920	5020	4970

X. Temperatur- und Druckabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten und des Elastizitätsmoduls von Gläsern

a) Temperatur- und Druckabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten

Bei den meisten Gläsern nimmt der AK mit wachsender Temperatur zu. Daneben gibt es auch Gläser, bei denen der AK mit zunehmender Temperatur teils konstant bleibt bzw. abnimmt⁶⁾. Die hier durchgeführten Untersuchungen ließen eine Temperaturabhängigkeit des AK bei den zur Verfügung stehenden Gläsern im Temperaturintervall von 25°–100° C nicht erkennen. Es geht dieses besonders auch aus den Messungen mit der Meßuhr hervor.

Gläser zeigen thermische Nachwirkungen, d. h. bei Erwärmung auf eine bestimmte Temperatur dehnen sie sich nach Erreichen derselben noch einige Zeit mit abnehmender Geschwindigkeit aus. Gleiches gilt für die Abkühlung. Thiesen und Scheel⁷⁾ unterscheiden eine „Normal“- und eine „Hauptausdehnung“. Unter normaler Ausdehnung verstehen sie die vollständige Ausdehnung ein-

⁶⁾ H. Thiene, Glas, Bd. I, S. 129.

⁷⁾ H. Thiene, Glas, Bd. I, S. 128.

schließlich der thermischen Nachwirkung. Bei der Hauptausdehnung wird die thermische Nachwirkung infolge der Schnelligkeit der Messung nicht erfaßt.

Um nun innerhalb der Bedingungen für die „Normale“ Ausdehnung zu bleiben, wurden bei den Messungen die Aufheizgeschwindigkeiten möglichst niedrig gehalten.

Weiterhin vergrößern innere Spannungen im Glas den AK. Nach Gehlhoff und Thomas⁸⁾ können die Unterschiede der AK zwischen gespanntem und entspanntem Glas bis zu 2% betragen, wobei die Unterschiede von der Größe der Spannungen und von der Dicke der Versuchsproben abhängig sind.

Eine Druckabhängigkeit des AK konnte bei der gegebenen Fehlerbreite weder bei den Messungen nach der „ σ -Methode“ noch bei denen nach der „ Δl -Methode“ festgestellt werden.

Die hier benutzten Gläser besaßen geringe innere Spannungen. Aus diesem Grunde sind Vergleiche zwischen den gemessenen AK und den zugehörigen Tabellenwerten nur vorsichtig anzustellen. Diese Vorsicht ist weiterhin dadurch noch geboten, da die AK der Gläser (gleiche Glasart) verschiedener Schmelzen voneinander abweichen können. Nach Auskunft bei dem Glaswerk Schott u. Gen. sind Abweichungen der AK von 2% voneinander durchaus möglich. Demzufolge sind die Tabellenwerte nur als Richtwerte anzusehen.

b) Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls

Im folgenden interessiert vorherrschend die Temperaturabhängigkeit des E -Moduls in einem Temperaturbereich von 25° bis 100° C. Ausgedehnte Messungen hierüber hat Winkelmann⁹⁾ angestellt. Seinen Messungen zufolge nimmt der Elastizitätsmodul mit wachsender Temperatur ab. Da jedoch die Wärmeausdehnung der Versuchsobjekte nicht berücksichtigt wurde, sind seine Werte noch zu korrigieren. Es ergibt sich dann bei einigen Gläsern sogar eine geringe Zunahme des E -Moduls mit zunehmender Temperatur. Die Abnahme der unkorrigierten Werte mit der Temperatur liegt bei den meisten von ihm untersuchten Gläsern unterhalb von 1%, insbesondere den hier untersuchten Gläsern BaK1 und SK1 im Temperaturintervall von 25°–100° C unterhalb von 0,5%.

Wegen der relativ großen Fehler bei der Bestimmung des E -Moduls konnte eine Temperaturabhängigkeit desselben nicht festgestellt werden.

XI. Fehlerbetrachtungen

Sieht man sich die erhaltenen Meßergebnisse an, so stellt man bei den Werten für die E -Moduln z. B. fest, daß entsprechend der im allgemeinen negativen Temperaturkoeffizienten derselben keine in diesem Sinne zu erwartende Gesetzmäßigkeit zu erkennen ist. Hier überdeckt der Einspannfehler vollständig etwaige Temperaturabhängigkeiten des E -Moduls. Der Einspannfehler ist hauptsächlich bedingt durch die Beschaffenheit der Stäbe z. B. Nichtparallelität der Endflächen und durch die Einspannbedingungen im allgemeinen. Auch könnten eventuell noch die Verschiedenheiten der Druckübertragungen von den Gleitlagern auf die Druckspindeln, eine mögliche schwache Verdillung der Stäbe um ihre Längsachse und eine übermäßige Biegebeanspruchung der Stäbe als Fehlerursachen ange-

⁸⁾ G. Gehlhoff, „Lehrbuch der technischen Physik“, Bd. III, S. 376.

⁹⁾ A. Winkelmann, Ann. Physik **61**, 105 (1894).

sehen werden. Über die Einspannfehler geben insbesondere die Messungen mit den zusammengesetzten Stäben Aufschluß, da hier bei der Belastung weitere Trennflächen der Stäbe eine störende Wirkung haben können. Einzelne Meßwerte zeigen bei dieser Methode relativ große Abweichungen von den Tabellenwerten oder den hier mit den Einzelstäben erhaltenen Werten, was vorherrschend den schlechten Einspannbedingungen zugesprochen werden muß, da wiederholte Messungen an einwandfreien Einzelstäben nur einen kleinen mittleren Fehler ergaben.

Zufällige Fehler, die bei der Temperaturablesung oder bei der Einstellung der Dunkelheit, d. h. also bei der Ermittlung des $\Delta\varphi$ -Wertes, auftreten, können hier vernachlässigt werden, da die Meßpunkte zum größten Teil, wie zu erwarten, auf einer Geraden liegen und somit ein genügender Ausgleich vorliegt.

Die aus mehreren Messungen an Einzelstäben gewonnenen spannungsoptischen Konstanten ergeben etwa einen Fehler von $\pm 2\%$, der sich bei zusammengesetzten Stäben auf $\pm 4\%$ erhöht. Da die Fehler bei der AK- und *E*-Modul-Bestimmung auf den gleichen Ursachen beruhen, wird für den AK nach der σ -Methode $\pm 2\%$ und für den *E*-Modul von $\pm 4\%$ angegeben¹⁰⁾.

Neben den zufälligen Fehlern bestehen hier sowohl bei der Bestimmung des AK als auch bei der Bestimmung des *E*-Moduls systematische Fehler.

Im ersten Falle ist die Lagerausdehnung bisher unberücksichtigt geblieben. Bei der „*Δl*-Methode“ z. B. ist die Zuordnung der Temperaturwerte (Δt) und der Werte für die Längenänderung (Δl) bei gleichem Kompensationswinkel ($\Delta\varphi$) nicht richtig, da in der einen Messung im Gegensatz zur anderen die thermische Ausdehnung des Lagers (Kugelkalotten) mit enthalten ist. Nimmt man für einen bestimmten Kompensationswinkel $\Delta\varphi$, d. h. für eine bestimmte Druckspannungsdifferenz den zugehörigen Δl -Wert, so gehört dazu eigentlich eine größere Temperaturdifferenz Δt als man für diesen $\Delta\varphi$ -Wert aus der graphischen Darstellung, in der die Lagerwirkung mitgemessen wurde, abliest. Die AK sind demzufolge alle etwas zu groß. Die anzubringende Korrektur ließe sich aus einer Vielzahl von Messungen mit Eichstäben ermitteln. Zum anderen ist für weitere Messungen vorgesehen, die Lager (Kugelkalotten) aus geeigneterem Material herzustellen. Der systematische Fehler wird hier, gestützt auf die Messungen mit der Meßuhr und die Tabellenwerte, auf etwa $-0,1 \cdot 10^{-6}$ abgeschätzt.

Bei der *E*-Modul-Bestimmung entsteht durch die Nachgiebigkeit des Lagers ein systematischer Fehler, der durch die Korrekturgrade berichtigt werden kann.

XII. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde eine bisher unbekannte spannungsoptische Methode zur Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten (in einem Temperaturbereich von 25° – 100° C) insbesondere von Gläsern beschrieben. Darüber hinaus ließ sich mit dem entwickelten Gerät und der optischen Versuchsanordnung der Elastizitätsmodul und die spannungsoptische Konstante der Gläser ermitteln. Unter Benutzung der hier aufgezeigten Grundlagen kann man durch geeignete konstruktive Umgestaltung der Einspannvorrichtung und der einmaligen Verwendung von Eichstäben höheren Genauigkeitsansprüchen gerecht werden. Als

¹⁰⁾ Der Fehler des AK nach der „*Δl*-Methode“ ist etwas größer, weil hier zwei Messungen zur Bestimmung nötig sind.

weiterer Vorteil ist zu nennen, daß zwischen den Bestimmungsstücken nur lineare Beziehungen bestehen, was bei der Ermittlung des Elastizitätsmoduls im Vergleich zu anderen Methoden als besonders günstig anzusehen ist.

Die Untersuchungen wurden im Jahre 1951/52 im II. Physikalischen Institut der Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, durchgeführt. Dem Direktor, Herrn Prof. Dr. G. Mönch, sei für sein stets förderndes Interesse besonders gedankt.

Halle (Saale), Physikalisches Institut der Martin-Luther-Universität.

(Bei der Redaktion eingegangen am 10. August 1953.)

Berichtigung zur Arbeit:
„Der Graphitbogen als spektralphotometrisches
Strahldichtenormal im Gebiet von 0,25 bis 1,8 μ “

Ann. Physik (6) 11, 203 (1953)

Von Joachim Euler

In meiner Arbeit sind einige Druckfehler stehen geblieben. Auf Seite 203 muß es in der Inhaltsübersicht Zeile 11 richtig $W_K = 3995 \pm 20^\circ \text{ K}$ heißen. Auf Seite 223 muß es in Zeile 18 richtig $\sigma = \frac{2\pi^5 C_1}{15 c_1^4}$ heißen.

Herr W. Finkelburg machte mich darauf aufmerksam, daß vor McPherson bereits Chaney, Hamister und Glass¹⁾ den Graphitbogen als Strahlungsnormale vorgeschlagen haben. Diese Tatsache sei gerne nachgetragen. Sie war mir bekannt; ich habe mich bei der Bezeichnung des Graphitnormals „nach McPherson“ dem amerikanischen Sprachgebrauch angeschlossen.

¹⁾ Trans-Electrochem. Soc. 67, 201 (1935).

Ellwangen, Forschungslabor der Pertrix Union.

(Bei der Redaktion eingegangen am 6. Oktober 1953.)

Einige Bemerkungen zur Gisolf'schen Theorie¹⁾ der Elektronenschwankungserscheinungen von Halbleitern

Von K. W. Böer

(Mit 4 Abbildungen)

Inhaltsübersicht

Es wird darauf hingewiesen, daß für den Vergleich der Gisolf'schen Theorie mit dem Experiment die Einführung statistisch verteilter Lebensdauern der Leitungselektronen notwendig ist. Die Berechnung wird für den Fall eines unendlich ausgedehnten Kristalls und bei Berücksichtigung des Begrenzungseinflusses ausgeführt.

Es wird anschließend gezeigt, inwiefern der Einfluß der Feldverzerrung innerhalb der Randschicht berücksichtigt werden muß.

Die Ergebnisse werden für gebräuchliche Halbleiter abgeschätzt und in ihrer Größe mit dem Rauschen nach Nyquist verglichen.

1. Einleitung

Es ist seit langem bekannt, daß sich die Elektronenschwankungen von Halbleitern grundsätzlich von dem Rauschen der Metallwiderstände unterscheiden. Dabei ist der Effekt des Rauschens von Metallwiderständen praktisch seit den Untersuchungen von Nyquist²⁾ geklärt, in welchen auf Grund thermodynamischer Überlegungen die Größe desselben bestimmt werden konnte. Später sind diese Untersuchungen durch Berechnung eines korpuskularen Modells durch Spenke³⁾, sowie bei strenger quantenmechanischer Berechnung von Bakker und Heller⁴⁾ sowie von Ginsburg⁵⁾ bestätigt worden.

Der allgemeinen Berechnung liegt dabei der Gedanke zugrunde, daß infolge der Brownschen Bewegung von Elektronen durch Stöße mit dem Gitter der Geschwindigkeitsvektor derselben einer statistischen Schwankung unterworfen ist. Das Ergebnis wird bekanntlich durch

$$i_{th}^2 = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{4 k T}{R(\nu)} \frac{h \nu}{k T} \frac{1}{e^{h \nu / k T} - 1} d\nu \quad (1)$$

dargestellt. Hierbei ist k die Boltzmann'sche Konstante und h das Planck'sche Wirkungsquantum, T die einheitliche Temperatur des unter Umständen komplexen Widerstandes $R(\nu)$ und ν die durch einen nachfolgenden Verstärker bestimmte Betrachtungsfrequenz zwischen den Grenzen ν_1 und ν_2 .

¹⁾ J. H. Gisolf, *Physica* **15**, 825 (1949).

²⁾ H. Nyquist, *Physic. Rev.* **32**, 110 (1928).

³⁾ E. Spenke, *Wiss. Veröff. Siemenskonz.* **18**, 174 (1939).

⁴⁾ C. J. Bakker, G. Heller, *Physica* **3**, 262 (1939).

⁵⁾ W. L. Ginsburg, *Fortschr. Phys.* **1**, 61 (1953).

Im Radiofrequenzbereich und für reelle Widerstände vereinfacht sich (1) bedeutend zu

$$\bar{u}_{th}^2 = \frac{4 k T}{R} \Delta\nu. \quad (1a)$$

Die Tatsache, daß die Amplitude dieser Elektronenschwankung unabhängig von der Betrachtungsfrequenz ist, gab in Übereinstimmung mit dem akustischen Eindruck die Veranlassung zur Einführung des Begriffes „Rauschen“. Experimentell wurde (1) bzw. (1a) bei Metallwiderständen sehr gut bestätigt.

Der experimentelle Befund an Halbleitern ist jedoch ein grundlegend anderer.

1. Allgemein konnte festgestellt werden, daß die Amplitude der Elektronenschwankung hier mit wachsender Frequenz rasch abnimmt.

2. Im Gegensatz zu (1) ist diese Schwankung in starkem Maße feldstärkeabhängig. Sie nimmt mit wachsender Feldstärke rasch zu.

3. Noch unpublizierte Messungen ergaben, daß die Schwankung nicht gemäß (1a) monoton mit der Temperatur abnimmt, sondern bei vielen Proben sogar mit abnehmender Temperatur recht beträchtlich anwächst*).

Diese experimentellen Ergebnisse zeigen, daß es sich bei den Elektronenschwankungserscheinungen in Halbleitern um einen zusätzlichen neuen Effekt handelt, der nicht durch die Rechnungen von Nyquist erfaßt worden ist.

Es liegt nun nahe zu fragen, inwiefern sich ein Halbleiter von einem Metall unterscheidet, und zu versuchen aus der Beantwortung der Frage Anhaltspunkte für eine zu schaffende neue Theorie zu gewinnen.

Halbleiter besitzen nun im Gegensatz zu Metallen bei $T = 0$ nur ganz gefüllte bzw. völlig leere Bänder, die durch eine verbotene Zone getrennt sind und in welcher sich wiederum einige lokalisierte Störterme befinden können. Diese Tatsachen bedingen eine Reihe von Effekten, welche bei Metallen nicht auftreten. Die beiden wichtigsten Effekte dieser Art sind:

1. Eine Leitfähigkeit > 0 kann grundsätzlich nur bei Anregung gemessen werden.

2. An den Grenzen zwischen Metallen und Halbleitern werden sich Randschichten ausbilden, die eine Feldverzerrung über den Bereich sehr vieler Atomabstände bedingen.

Daraus ergeben sich grundsätzlich folgende Möglichkeiten zusätzlicher Schwankungen:

1. Konzentrationsschwankungen der Leitungselektronen.

2. Schwankung des Anregungsmechanismus.

3. Schwankung der Randschicht.

Die Konzentrationsschwankungen sind nun von Bernamont und Gisolf behandelt worden; der Einfluß des Anregungsmechanismus soll für ein Lichtquantengas bei Berücksichtigung der Schwankung der Ausbeutefunktion (Verstärkungsfaktor) in einer folgenden Arbeit behandelt werden, während Randschichtschwankungen vor allem durch Macfarlane⁶⁾ bzw. in einer phänomenologischen Theorie von Mataré⁷⁾ berücksichtigt wurden.

* K. Junge, unveröff. Diplomarbeit.

⁶⁾ G. G. Macfarlane, Proc. Phys. Soc. **59**, 366 (1947); Phil. Mag. **7**, 188 (1949); **8**, 807 (1950).

⁷⁾ H. F. Mataré, J. Physique Radium **10**, 364 (1949); **11**, 130 (1950); Z. Naturforschg. **4a**, 275 (1949).

Es bleibt jedoch festzustellen, daß bisher alle Theorien der Elektronenschwankungen in Halbleitern das experimentelle Material nur in roher Weise qualitativ wiedergeben. So gelingt es z. B. mit keiner der Randschichtschwankungstheorien simultan Amplitude, Frequenzgang und Feldstärkeabhängigkeit zu berechnen.

In dieser Arbeit soll nun lediglich die Konzentrationsschwankung der Leitfähigkeitselektronen näher behandelt und durch Berücksichtigung statistisch verteilter Lebensdauern dieser Elektronen sowie des Randschichteinflusses ergänzt werden. Es soll dann abgeschätzt werden, wann diese Theorie zur Erklärung des experimentellen Befundes herangezogen werden kann.

2. Berücksichtigung statistisch verteilter Lebensdauern

2.1. Unendlich ausgedehnter Kristall

Es war Gisolf's Grundgedanke, daß jedes Elektron im Leitfähigkeitsbande für die Zeit seiner mittleren Lebensdauer τ_2 einen zusätzlichen Stromstoß⁸⁾ verursacht, der proportional seiner mikroskopischen Beweglichkeit b und der wirkenden Feldstärke E ist. Die statistische Mittelung solcher Impulse hat Gisolf⁹⁾ ausgeführt, und er erhält als Endergebnis eine Schwankung, die durch

$$\overline{i_n^2} = \frac{e b E^2 \tau_2}{\pi R} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left[\frac{\sin \frac{\omega \tau_2}{2}}{\frac{\omega \tau_2}{2}} \right]^2 d\omega \quad (2)$$

gegeben wird.

Zum Vergleich mit dem Experiment wäre eine Ausführung der Integration notwendig, welche auf einen Integralsinus führt und daher nicht mehr elementar darstellbar ist. Unter der Voraussetzung von $\Delta\omega \ll \omega$ und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß allgemein $\tau_2 \ll 1$ sec ist, kann (2) ersetzt werden durch

$$\overline{i_n^2} = \frac{2 e b E^2 \tau_2}{R} \left[\frac{\sin \frac{\omega \tau_2}{2}}{\frac{\omega \tau_2}{2}} \right]^2 \Delta\omega. \quad (2a)$$

Diese Funktion zeigt eine periodische Abhängigkeit von $\omega\tau_2$ und ist aus der Theorie der Interferenz bekannt.

Es besteht nun die Vermutung, daß die Einführung einer statistischen Verteilung der Lebensdauern von Leitfähigkeitselektronen, so wie sie in der Natur vorliegt, diese scheinbare Periodizität aufhebt. Es soll daher die Rechnung von Gisolf durch diese zusätzliche Annahme ergänzt werden.

Ganz allgemein kann wohl für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Elektrons mit der Lebensdauer τ angesetzt werden

$$W(\tau) d\tau = e^{-\tau/\tau_2} d(\tau/\tau_2)^{10}). \quad (3)$$

Unter Benützung von (2) ergibt sich dann für den Schwankungsstrom

$$\overline{i_n^2} = \frac{e b E^2}{\pi R \tau_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{d\omega}{\omega^2} \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega \tau_2}{2} \frac{\tau}{\tau_2} \right) e^{-\tau/\tau_2}}{\frac{\tau}{\tau_2}} d\frac{\tau}{\tau_2}. \quad (4)$$

⁸⁾ Die Schwankung des Geschwindigkeitsvektors nach Nyquist ist hierbei abgetrennt worden.

⁹⁾ J. H. Gisolf, l. c.

¹⁰⁾ Diese Gleichung ist sicher nur für Werte von τ gültig, für die gilt $\tau \cdot v > a$ (v = Elektronengeschwindigkeit), wobei a die Gitterkonstante ist. Es läßt sich jedoch leicht zeigen, daß die Berücksichtigung dieser Tatsache in (3) keine wesentliche Änderung des Ergebnisses (5) zur Folge hat.

Die Ausrechnung des bestimmten Integrals ist ohne Schwierigkeit möglich. Unter den auch hier gültigen Voraussetzungen, die zu (2a) geführt haben, ergibt sich schließlich

$$\bar{i}_n = \frac{2 e b E^2 \tau_2 \ln(1 + \omega^2 \tau_2^2)}{R \omega^2 \tau_2^2} \Delta y. \quad (5)$$

Damit ist die Periodizität von (2a) aufgehoben. Die Stromschwankung wird für Frequenzen $\omega \ll \frac{1}{\tau_2}$ frequenzunabhängig verlaufen und im Bereich $\omega \gg \frac{1}{\tau_2}$ etwa proportional $\frac{1}{\omega^2}$ abnehmen.

22. Berücksichtigung der Kristallbegrenzung

Mit der angelegten Feldstärke wächst der mittlere Schubweg λ der Leitungselektronen

$$\lambda = \tau_2 E b. \quad (6)$$

Wie man sich leicht überzeugen kann, ist für kleinere Kristalle bereits bei mittleren Feldstärken dieser Schubweg vergleichbar mit der Kristalllänge L , resp. die Zeit τ_0 , welche ein Elektron benötigt, um den Kristall zwischen seinen Elektroden zu durchqueren, wird vergleichbar mit τ_2 .

$$\tau_0 = \frac{L}{b E}. \quad (6a)$$

Es wird daher für Feldstärken, die vergleichbar mit E_2 (vgl. Abb. 1) werden, notwendig, den Einfluß der Kristallbegrenzung zu berücksichtigen, der sich dadurch bemerkbar macht, daß größere Lebensdauern von Leitungselektronen als τ_0 nicht mehr auftreten. Die Integration in (4) ist dann nicht mehr bis ∞ sondern nur noch bis τ_0 zu erstrecken. Damit werden jedoch nur diejenigen Elektronen erfaßt, die innerhalb des Halbleiters erzeugt werden respektive hier rekombinieren. Gemäß (3) gibt es jedoch noch eine ganze Anzahl, die durch den Kristall von einer Elektrode zur anderen hindurchlaufen. Sie tragen während der für alle einheitlichen Zeit τ_0 einen Anteil zum Stromtransport bei und werden durch den zweiten Summanden der folgenden Gleichung berücksichtigt:

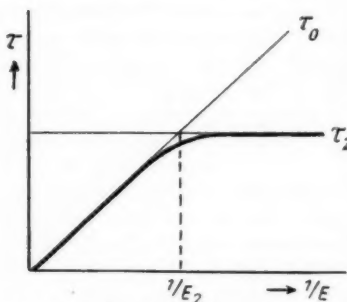


Abb. 1. Lebensdauern von Leitungselektronen im Kristall

$$\bar{i}_n = \frac{e b E^2}{\pi R \tau_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{4 d\omega}{\omega^2} \left[\int_0^{\tau_0} \frac{e^{-\tau/\tau_2} \sin^2\left(\frac{\omega \tau_2}{2} \frac{\tau}{\tau_2}\right)}{\frac{\tau}{\tau_2}} d\frac{\tau}{\tau_2} + \int_{\tau_0}^{\infty} \frac{e^{-\tau/\tau_2} \sin^2\left(\frac{\omega \tau_2}{2} \frac{\tau_0}{\tau_2}\right)}{\frac{\tau_0}{\tau_2}} d\frac{\tau}{\tau_2} \right]. \quad (7)$$

Der erste Summand führt dabei auf ein Integral von der Form

$$\int_0^B \frac{\sin^2(\alpha y) e^{-y}}{y} dy,$$

das nicht mehr geschlossen allgemein zu integrieren ist. B ist von der Größenordnung 1.

Für kleine Frequenzen, d. h. für $\omega \ll \frac{1}{\tau_0}$ vereinfacht sich (7) durch Entwicklung des Sinus und entsprechende Substitution zu

$$\bar{i}_n^2 = \frac{2 e b E^2 \tau_2}{R} \left[\int_0^{\tau_0/\tau_2} y e^{-y} dy + \frac{\tau_0}{\tau_2} \int_{\tau_0/\tau_2}^{\infty} e^{-y} dy \right] \Delta \nu. \quad (7a)$$

Nach Ausführung der Integration ergibt sich für kleine Frequenzen

$$\bar{i}_n^2 = \frac{2 e b E^2 \tau_2}{R} [1 - e^{-\tau_0/\tau_2}] \Delta \nu. \quad (8)$$

Ist nun die mittlere Lebensdauer τ_2 klein gegen die Zeit τ_0 , die ein Elektron benötigt, um von einer Elektrode zur anderen zu gelangen, so ergibt sich

$$\bar{i}_n^2 = \frac{2 e b E^2 \tau_2}{R} \Delta \nu \quad (5a)$$

respektive (5), da dann die erste Integration näherungsweise wieder ausführbar wird und eine Frequenzfunktion gemäß (5) ergibt.

Ist umgekehrt $\tau_0 \ll \tau_2$, also für den Bereich höherer wirksamer Feldstärken, so ergibt sich durch Entwicklung der Exponentialfunktion

$$\bar{i}_n^2 = \frac{2 e b E^2 \tau_2}{R} \frac{\tau_0}{\tau_0 + \tau_2} \Delta \nu \approx \frac{2 e b E^2 \tau_0}{R} \Delta \nu. \quad (9)$$

Die Frequenzabhängigkeit läßt sich hier ebenfalls leicht angeben, da der zweite Summand in (7), der hier bestimmend wird, exakt integrierbar ist. Es gilt

$$\bar{i}_n^2 = \frac{2 e b E^2 \tau_0}{R} \left[\frac{\sin \frac{\omega \tau_0}{2}}{\frac{\omega \tau_0}{2}} \right]^2 \Delta \nu. \quad (9a)$$

Hier tritt dann tatsächlich die von Gisolf angegebene Periodizität, allerdings mit $\omega \tau_0/2$ ein, da praktisch für alle Elektronen eine einheitliche Flugzeit τ_0 festgestellt wird.

In diesem Falle, in dem also fast alle Elektronen von einer Elektrode zur anderen hindurchwandern, läßt sich (9a) unter Berücksichtigung von (6a) und nach Einführung des durch den Halbleiter fließenden Stromes i mittels

$$R = \frac{E L}{i} \quad (10)$$

umformen in

$$\bar{i}_n^2 = 2 e i \left[\frac{\sin \left(\frac{\omega \tau_0}{2} \right)}{\frac{\omega \tau_0}{2}} \right]^2 \Delta \nu. \quad (11)$$

Dies ist die Formel für den Schroteffekt mit Berücksichtigung der Laufzeit-schwächung, die für Frequenzen $\omega \approx \frac{1}{\tau_0}$ einsetzt.

Für das Gebiet $\tau_0 \approx \tau_2$ gilt schließlich (8). Die Frequenzabhängigkeit ist nicht mehr elementar angebar, sie wird jedoch zwischen den durch (5) bzw. (9a) gegebenen Grenzfällen liegen, d. h. für $\omega \ll \frac{1}{\tau_0}$ frequenzunabhängig sein und für höhere Frequenzen etwa proportional zu $\frac{1}{\omega^2}$ abfallen.

3. Berücksichtigung des Randschichteinflusses

Die hier betrachteten Schwankungserscheinungen wachsen mit zunehmender Feldstärke. Andererseits ist bekannt, daß bei Halbleitern die Feldstärke nicht

innerhalb des gesamten Kristalls konstant ist, sondern vor allem in der Nähe der Elektroden stark anwächst. Veranlassung dazu gibt die Existenz der Randschichten. Es ist daher zu vermuten, daß die Schwankung in den Randschichten größer ist als im Kristallinnern, dadurch also der gemessene Gesamtschwankungseffekt vergrößert wird.

Auf diesen Effekt hat kürzlich Buttler¹¹⁾ hingewiesen. Allerdings ist die von ihm angegebene räumliche Mittelung allein über die Feldstärke im Endergebnis nicht zulässig. Es wurde dabei übersehen, daß in der zur Mittelung benutzten Gleichung

$$\frac{1}{l} \int_0^l E^2(x) dx = \frac{e^2 b^2 q n(x) E^2(x)}{\pi L} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left[\frac{\sin \frac{\omega \tau_2}{2}}{\frac{\omega \tau_2}{2}} \right]^2 d\omega \quad (12)$$

nicht nur die Feldstärke, sondern auch die Elektronenkonzentration eine Funktion des Ortes ist. Im folgenden sollen nun die Rechnungen von Buttler entsprechend korrigiert werden.

Es ist jedoch nicht ohne weiteres allgemein möglich, den Verlauf von $n(x)$ sowie von $E(x)$ für beliebige Halbleiter anzugeben. Man weiß allerdings, daß man in erster

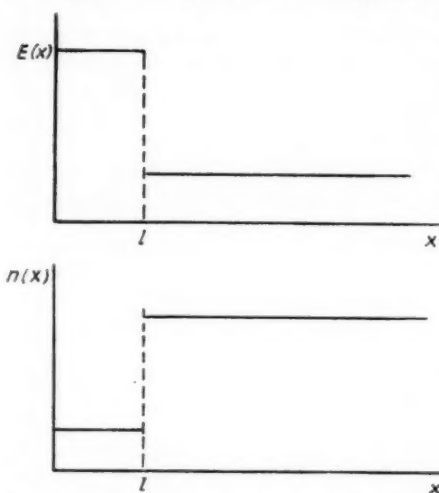


Abb. 2. Verlauf von Feldstärke und Elektronenkonzentration

Näherung¹²⁾ berechtigt ist, einen Verlauf für Konzentration und Feldstärke anzunehmen, der im Kristallinnern und in der Randschicht jeweils konstant ist, und durch einen Sprung in der Entfernung der Randschichtdicke verbunden wird (vgl. Abb. 2). Wegen der Gültigkeit der Kontinuitätsgleichung für den Strom gilt dabei

$$n_I E_I = n_R E_R, \quad (13)$$

wobei die Indizes I und R auf das Kristallinnere bzw. auf die Randschicht hinweisen. Die Größe l (Randschichtdicke) und die Randschichtfeldstärke E_R mögen direkt aus den Überlegungen von Schottky und Spenke entnommen werden.

Nun ist es naheliegend, den Kristall in zwei Gebiete zu

trennen, die Randschicht und den Restkristall und beide Gebiete jeweils als Rauschgeneratoren aufzufassen, welche in Serienschaltung arbeiten.

Das Näherungsverfahren zur Bestimmung der Randschichtparameter gestattet jedoch lediglich eine größenordnungsmäßige Abschätzung, so daß eine Fallunter-

¹¹⁾ W. Buttler, Ann. Physik 11, 362 u. 368 (1952).

¹²⁾ Der Fehler, der durch diese Näherung im Ergebnis der Rechnung auftritt, macht, wie leicht einzusehen ist, dieses Ergebnis zu groß, so daß der hier erhaltene Randschichtschwankungseffekt als obere Grenze anzusehen ist.

scheidung zwischen kohärenter und inkohärenter Schwankung beider Rauschgeneratoren, welche eine maximale Unsicherheit um den Faktor 2 mit sich bringt, erspart werden kann.

Für die Schwankung im Kristallinneren gilt dann (5) respektive (11), wobei an Stelle von E jeweils E_I einzusetzen ist. Für die Schwankung in der Randschicht¹³⁾ ergibt sich hingegen

$$\overline{i_{nR}^2} = 2 e i \left[\frac{\sin\left(\frac{\omega \tau_1}{2}\right)}{\frac{\omega \tau_1}{2}} \right]^2 \Delta v, \quad (14)$$

wobei τ_1 die Zeit ist, die ein Elektron zur Durchquerung der Randschicht benötigt, welche also in praktisch allen Fällen klein gegen τ_2 ist.

Man sieht leicht, daß für kleinere Frequenzen (14) mit (11) übereinstimmt, also für höhere Feldstärken das Randschichttrauschen nicht größer ist als das Rauschen im Kristallinneren. Für kleinere Feldstärken beträgt gemäß (5) und (6a) das Verhältnis von Randschicht- und innerer Schwankung

$$\frac{\overline{i_{nR}^2}}{\overline{i_{nI}^2}} = \frac{\tau_0}{\tau_2}. \quad (15)$$

Es ist zu erwarten, daß dieser Randschichteffekt gegenüber der inneren Elektronenschwankung immer stärker in Erscheinung tritt, je kleiner die angelegte Feldstärke ist. Das Gesamttrauschen des Kristalls kann jedoch hiernach niemals größer werden als durch (14) angegeben.

4. Diskussion der Ergebnisse

Ein Halbleiter kann infolge statistischer Schwankungen seiner Elektronenkonzentration einen gegenüber dem Nyquist-Rauschen zusätzlichen Schwankeffekt zeigen, der in folgender Weise frequenz- und feldstärkeabhängig ist:

$$A) \quad \overline{i_{nI}^2} = \frac{2 e b E^2 \tau_2 \Delta v \ln(1 + \omega^2 \tau^2)}{R \omega^2 \tau_2^2} \quad \text{für } \tau_2 \ll \tau_0$$

$$B) \quad \overline{i_{nI}^2} = 2 e i \left[\frac{\sin\left(\frac{\omega \tau_0}{2}\right)}{\frac{\omega \tau_0}{2}} \right]^2 \Delta v \quad \text{für } \tau_0 \ll \tau_2,$$

sowie infolge der Existenz seiner Randschicht eine zusätzliche Schwankung zeigen, die durch

$$C) \quad \overline{i_{nR}^2} = 2 e i \left[\frac{\sin\left(\frac{\omega \tau_1}{2}\right)}{\frac{\omega \tau_1}{2}} \right]^2 \Delta v$$

gegeben ist.

Dabei wird sich der insgesamt an einem Kristall auftretende Effekt, welcher durch Elektronenkonzentrationschwankungen bedingt ist, gemäß

$$\overline{i_n^2} = \frac{1}{R^2} (R_I^2 \overline{i_{nR}^2} + R_R^2 \overline{i_{nI}^2}) \quad (16)$$

aus innerem und Randschichttrauschen zusammensetzen, wobei R der Gesamtwiderstand des Halbleiters und R_I bzw. R_R der Widerstand des Kristallinneren bzw. der Randschicht darstellen.

¹³⁾ Eine relativ hohe Feldstärke in der Randschicht und eine kleine Dicke derselben rechtfertigen die Übertragung von Gl. (11) auf diesen Fall.

Für kleine Frequenzen ($\omega \ll \frac{1}{\tau}$) gilt für das Verhältnis dieser Effekte zum Widerstandsrauschen nach Nyquist

$$\frac{\overline{u_{nf_1}^2}}{\overline{u_{th}^2}} = 0,57 \cdot 10^4 \frac{b E^2 \tau_2}{T} \quad (17)$$

respektive bei Zimmertemperatur und Halbleitern mit einer Beweglichkeit von $100 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{sec}}$

$$\frac{\overline{u_{nf_1}^2}}{\overline{u_{th}^2}} = 1900 E^2 \tau_2. \quad (17a)$$

Entsprechend gilt

$$\frac{\overline{u_{nf_2}^2}}{\overline{u_{th}^2}} = 0,57 \cdot 10^4 \frac{i R}{T} \quad (18)$$

respektive bei Zimmer-temperatur

$$\frac{\overline{u_{nf_2}^2}}{\overline{u_{th}^2}} = 19 i R = 19 E L. \quad (18a)$$

Es ist leicht einzusehen, daß in günstigen Fällen die Elektronenschwankung nach Gissolf um einige Größenordnungen über dem Widerstandsrauschen von Nyquist liegen kann, was an einem einfachen Beispiel erläutert werden möge.

Beispiel: Kristallwiderstand $R = 10^6 \Omega$; $b = 100 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{sec}}$; Kristalllänge $L = 10^{-1} \text{cm}$; $\Delta \nu = 10 \text{ Hz}$ und $R_I = 3 \cdot 10^4 \Omega$, $R_R = 10^6 \Omega$. In Abb. 3a ist das Spannungsschwankungsquadrat als Funktion der angelegten Feldstärke aufgetragen. Die dick ausgezogene Linie gibt das am Kristall auftretende Schwankungsquadrat für $\tau_2 = 10^{-6} \text{ sec}$ wieder, das im Bereich sehr kleiner Feldstärken lediglich durch das Widerstandsrauschen bestimmt wird (I). Dann folgt ein kleiner Teil, in dem sich das Randschichttrauschen bemerkbar macht (II), während schließlich der innere Effekt der Konzentrationsschwankungen dominiert (III, IV).

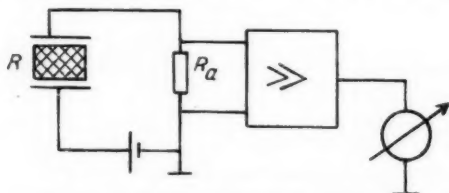


Abb. 4. Schematische Meßanordnung

schließlich der innere Effekt der Konzentrationsschwankungen dominiert (III, IV).

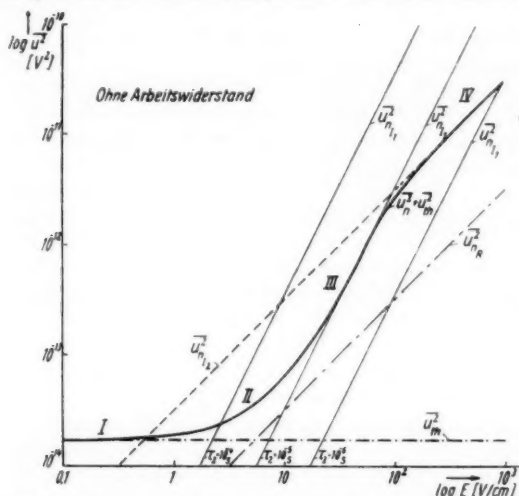


Abb. 3a. Spannungsschwankungsquadrat als Funktion der angelegten Feldstärke

Aus (18a) ist endlich direkt ersichtlich, daß bei 1000 Volt angelegter Spannung die Elektronenschwankungen nach Gisol bis zu $2 \cdot 10^4$ über den Nyquist-Rauschen liegen können.

Die durch die Randschicht beeinflussten Schwankungen liegen jedoch nach (16) um den Faktor $\left(\frac{R_f}{R}\right)^2$ unter dem maximalen Wert, der sich aus den inneren Konzentrationsschwankungen ergibt.

Gewöhnlich wird jedoch nicht das Rauschen des Kristalls direkt gemessen, sondern man ist gezwungen, den Kristall an einen Arbeitswiderstand anzuschließen, der zur Übertragung hoher Frequenzen klein gehalten werden muß und etwa in der Größenordnung 1 k Ω gewählt wird (Abb. 4).

Die am Arbeitswiderstand meßbare Spannung berechnet sich dann zu

$$\overline{u^2} = \left(\frac{R R_a}{R + R_a} \right)^2 \{ \overline{i^2} + \overline{i_{Ra}^2} \}. \quad (19)$$

Dadurch wird die meßbare Spannungsschwankung um den Faktor $\left(\frac{R_a}{R}\right)^2$ gegenüber der Spannungsschwankung am Kristall ohne Arbeitswiderstand herabgesetzt. Da die Stromschwankung jedoch umgekehrt proportional zum Widerstand ist,

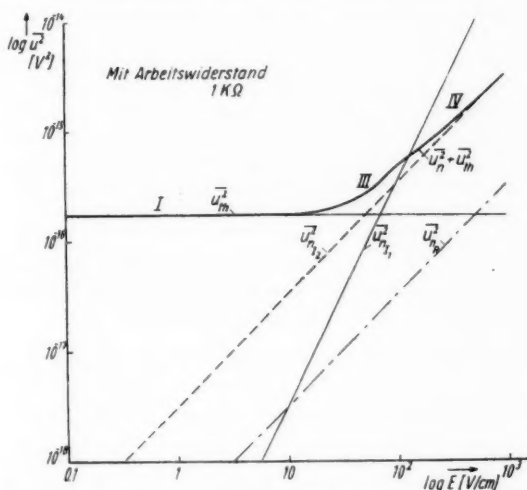


Abb. 3b. Spannungsschwankungsquadrat als Funktion der angelegten Feldstärke

überdeckt der Zusatzterm $\overline{i_{Ra}^2}$ in (19) große Teile des Verlaufes von $\overline{i^2} = \overline{i_n^2} + \overline{i_{th}^2}$ des Kristalls (vgl. stark ausgezogene Kurve in Abb. 3b). Die maximal meßbare Überhöhung gegenüber dem Nyquist-Rauschen beträgt jetzt bei 100 Volt angelegter Spannung nur noch den Faktor 20¹⁴).

¹⁴ Die in der Arbeit von Buttler gemessene Schwankung liegt jedoch um mindestens den Faktor 10⁷ bei 100 Volt angelegter Spannung über dem Nyquist-Rauschen. Es kann sich hierbei also nicht um einen Gisol-Anteil handeln.

Beabsichtigt man also den Gisolff-Anteil der Schwankungen zu messen, so ist der Arbeitswiderstand möglichst hoch, am zweckmäßigsten in der Größe des Kristallwiderstandes zu wählen. Besonders bei tiefen Temperaturen müßte dann dieser Anteil meßbar werden, sobald es gelingt, andere Schwankungseffekte, welche gewöhnlich den Hauptanteil zum Halbleiterrauschen liefern, klein zu machen.

Eine solche Messung des Gisolff-Anteils dürfte physikalisch recht interessant sein, da es hierdurch möglich ist, unabhängig von den bisher bekannten Methoden die Beweglichkeit von Leitungselektronen sowie die entsprechenden Lebensdauern zu bestimmen.

5. Zusammenfassung

Es wird das Stromschwankungsquadrat, welches durch Konzentrationsschwankungen von Leitungselektronen entsteht, unter Berücksichtigung der statistisch verteilten Lebensdauern sowie der Randschichtfeldverzerrung berechnet. Es wird gezeigt, daß dieser Effekt bei niedrigen Frequenzen bis um den Faktor 10^4 bei etwa 500 Volt angelegter Spannung über dem Rauschen nach Nyquist liegen kann. Der verwandte Arbeitswiderstand muß dabei etwa die Größe des Kristallwiderstandes haben. Bei kleineren Arbeitswiderständen ist das Verhältnis um den Quotienten R_a/R kleiner.

Da andererseits in sehr vielen Fällen der experimentell gefundene Wert der Schwankung um sehr viel mehr Zehnerpotenzen über dem Nyquist-Anteil liegt, worüber in der folgenden Arbeit berichtet wird (vgl. auch ¹⁵⁾), kann praktisch fast immer der hier behandelte Gisolff-Anteil gegenüber einem anderen, bisher noch weitgehend ungeklärten Halbleiterschwankungseffekt vernachlässigt werden.

Trotzdem muß es möglich sein, den Gisolff-Anteil in einigen Fällen, besonders aber bei tiefen Temperaturen experimentell zu erfassen, was für die dadurch mögliche Bestimmung der mikroskopischen Beweglichkeit sowie der Lebensdauern von Leitungselektronen von großer Bedeutung ist.

Für die Ermöglichung dieser Arbeit und viele Hinweise möchte ich Herrn Professor Dr. R. Rompe sowie für verschiedene Anregungen Herrn Professor Dr. F. Sauter und Herrn Dr. G. Höhler herzlich danken.

¹⁵⁾ K. W. Böer und K. Junge, Z. Naturforsch. im Druck.

Berlin, II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität.

(Bei der Redaktion eingegangen am 7. Juli 1953.)

Verantwortlich

für die Schriftleitung: Prof. Dr. Friedrich Moglich, Berlin-Buch, Lindenberger Weg 74;
für den Anzeigenteil: VEB Georg Thieme, Anzeigenabteilung, Leipzig C 1, Hainstr. 17-19, Aufg. C,
Ruf 21 981). Z. Z. gilt Anzeigenpreisliste Nr. 3; Verlag: Johann Ambrosius Barth, Leipzig C 1,
Salomonstr. 18 B, Fernruf: 63 105, 63 781. Veröffentlicht unter der Lizenznummer 285/1264
des Amtes für Literatur und Verlagswesen der Deutschen Demokratischen Republik
Printed in Germany

Druck: Paul Dünnhaupt, Köthen (IV/5/1) L 178/53